PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 4. 15. Februar 1913. Redaktionsschluß für No. 5 am 15. Februar 1913. 14. Jahrgang.

INHALT.

Originalmitteilungen:

E. Pringsheim, Zur Theorie der Lumineszenz. S. 129.

K. Fajans, Über eine Beziehung zwischen der Art einer radioaktiven Umwandlung und dem elektrochemischen Verhalten der betreffenden Radioelemente. S. 131.

K. Fajans, Die Stellung der Radioelemente im periodischen System. S. 136.

R. Swinne, Über einige zwischen den α-strahlenden radioaktiven Elementen bestehende Beziehungen. S. 142.

R. Swinne, Über eine Anwendung des Relativitätsprinzips in der Radiochemie. S. 145.

W. Sorkau, Über den Zusammenhang zwischen Molekulargewicht u. Turbulenzreibungskonstante. S. 147.

G. K. Burgeß, Der gegenwärtige Stand der Temperaturskala. S. 152.

G. K. Burgeß, Ein Mikropyrometer. S. 158.

L. Gilchrist, Eine absolute Bestimmung der inneren Reibung der Luft. S. 160.

A. König u. E. Elöd, Über das Nachleuchten in reinem Stickstoff nach Durchgang elektrischer Entladungen. S. 165.

F. Neesen, Über die Tätigkeit des Ausschusses für Einheiten und Formelzeichen (AEF). S. 167.

K. Goes, Vorführungen einiger Versuche mit der Gaedeschen Molekularluftpumpe. S. 170.

Besprechungen:

E. Arnold, Die Wechselstromtechnik. I, II, III, V 2. S. 173.

Arbeiten aus dem elektrotechnischen Institut der technischen Hochschule Karlsruhe. II. S. 173.

F. Niethammer, Elektromotoren, Umformer und elektrische Motorantriebe. S. 174.

H. Kyser, Die elektrische Kraftübertragung. I. S. 174.

E. Kosack, Elektrische Starkstromanlagen. S. 174.

K. Humburg, Das Pendeln bei Gleichstrommotoren mit Wendepolen. S. 174.

P. Volkmann, Fähigkeiten der Naturwissenschaften und Monismus der Gegenwart. S. 174.

W. Petersen, Hochspannungstechnik. S. 174.

J. Weir, The energy system of matter. S. 175.

A. A. Speranski, Luftelektrische Untersuchungen auf Grund von Beobachtungen in Moskau. S. 175.

O. E. Westin, Realitäten, Abstraktionen, Fingierungen und Fiktionen in der theoretischen Mechanik. S. 175.

F. Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. S. 176.

Berichtigung. S. 176.

Personalien. S. 176.

Angebote. S. 176.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Zur Theorie der Lumineszenz.

Von E. Pringsheim.

In der modernen Strahlungstheorie nehmen wir an, daß die Spektrallinien der Gase von schwingungsfähigen Gebilden bestimmter Eigenperiode ausgesandt werden, die einen Bestandteil des Atoms bilden und mit den Dispersionselektronen der Dispersionstheorie identisch sind. Diese Gebilde haben genau den gleichen Charakter wie die Resonatoren, die Planck bei der Herleitung seines Strahlungsgesetzes benutzt. Diese Resonatoren betrachtet Planck als ruhend, so daß sie keine Zusammenstöße erleiden. Da die Gesetze der schwarzen Strahlung aber bloß unter der Annahme reiner Temperaturstrahlung gelten, so muß man, damit die Resonatoren durch Temperaturstrahlung überhaupt zur Emission gelangen können, die Planckschen Voraussetzungen dahin ergänzen, daß durch irgendeinen, für die Theorie gleichgültigen Mechanismus ein Austausch der kinetischen Energie der Körpermoleküle mit der Schwingungsenergie der Resonatoren erfolgt. Wir können uns, um die Anschauung zu fixieren, die Sache etwa so vorstellen, daß die durch Absorption gewonnene Schwingungsenergie eines Resonators vollständig in Molekularbewegung übergeht, und die durch Molekularbewegung dem Resonator zugeführte Energie in Form von Strahlung emittiert wird.

Bei der Ähnlichkeit der Dispersionselektronen mit den Planckschen Resonatoren liegt die Vermutung nahe, daß ähnliche Betrachtungen, wie sie Planck auf seine Resonatoren anwendet, auch für die Emission der Gase gelten werden, und zwar auch für den Fall, daß diese Emission nicht als Temperaturstrahlung, sondern als Lumineszenz auftritt. Mit solchen Lumineszenzvorgängen haben wir es zweifellos zu tun bei den Geißlerschen Röhren, ebenso bei der Funken- und Bogenentladung, wo die Emission der Strahlung nicht von rein thermischen Bedingungen, sondern von elektrischen Vorgängen abhängt. Vielen Beobachtern ist es aufgefallen, daß auch in diesen Fällen häufig — wenn auch keineswegs immer — die relative Intensität der kurzwelligen Strahlung gegenüber der der langwelligen mit der Stärke der Erregung zunimmt. Diese Beobachtung hat manchmal sogar zu der Annahme geführt, daß es sich auch hier um Temperaturstrahlung handelt, weil es eine charakteristische Eigenschaft der schwarzen Strahlung und damit der Temperaturstrahlung überhaupt ist, daß die relative Intensität der kürzeren Wellen mit steigender Temperatur wächst. Diese charakteristische Eigenschaft der schwarzen Strahlung theoretisch herzuleiten, hat die größten Schwierigkeiten gemacht. Solange man an dem aus der statistischen Mechanik übernommenen Satze von der Gleichverteilung der Energie unter

die verschiedenen Freiheitsgrade festhält, muß jede Strahlungstheorie zu der schon von Rayleigh aufgestellten Formel führen, nach der die Intensität aller Schwingungszahlen gleichmäßig mit der Temperatur fortschreiten würde. Um zu einer, mit der Erfahrung in Übereinstimmung stehenden Formel zu gelangen, mußte Planck den Satz von der Gleichverteilung der Energie aufgeben und seine Quantenhypothese einführen.

Ganz analog gelangt man auch bei der Lumineszenz der Gase mit Hilfe der Quantenhypothese zu dem gleichen Resultat, daß i. A. die Strahlung großer Schwingungszahl gegenüber der geringerer Schwingungszahl um so mehr bevorzugt wird, je stärker der die Strahlung erregende Vorgang ist. Da nämlich nach der Planckschen Hypothese ein Resonator nur Energiequanten von bestimmter Größe auszustrahlen vermag, und da die Größe eines Energiequantums proportional der Schwingungszahl ist, so werden mit steigender Stärke der Erregung die Fälle, in denen einem Resonator von großer Schwingungszahl ein für die Emission genügendes Energiequantum zugeführt wird, immer zahlreicher werden.

Dieser Gedanke läßt sich unter gewissen Annahmen auch quantitativ weiter durchführen. Im thermodynamischen Gleichgewichtszustand ist nach Planck die mittlere Energie eines Resonators von der Schwingungszahl ν (abgesehen von der „latenten" Energie)

$$U = \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \qquad (1)$$

wovon die Hälfte auf die kinetische Energie entfällt. $h\nu = \varepsilon$ ist das Elementarquantum, $h = 6{,}5 \cdot 10^{-27}$ erg/sec und $k = 1{,}3 \cdot 10^{-16} \frac{\text{erg}}{\text{grad}}$. Diese mittlere Energie erhält der Resonator bei der Temperaturstrahlung dadurch, daß ein fortwährender Austausch zwischen seiner Energie und der kinetischen Energie der Körpermoleküle stattfindet. Der einzige Ausdruck in der Formel (1), der mit der Energie der Körpermoleküle zusammenhängt, ist die Größe kT, die proportional ist der mittleren kinetischen Energie eines Moleküls, durch welches der Resonator zur Strahlung erregt wird, also proportional der mittleren Energie des erregenden Impulses. Das gleiche gilt auch noch dann, wenn wir als Strahlungserreger nicht die Moleküle, sondern freie Atome oder Elektronen annehmen.

Auch bei Lumineszenzstrahlung kann ein stabiler Gleichgewichtszustand eintreten. Denken wir uns einen unendlich ausgedehnten homogenen und homogen zur Strahlung erregten Körper — also z. B. ein unendlich großes, von einem elektrischen Strom gleichmäßig durchflossenes Geißlerrohr —, so muß sich, sofern nur das Emissionsvermögen E_λ und das Absorptionsvermögen A_λ von der vorhandenen Strahlungsdichte unabhängig ist, ein stationärer Strahlungszustand ausbilden, bei dem im Mittel für jeden Resonator die absorbierte Energie gleich der in der gleichen Zeit emittierten ist. Denn wäre die eine größer als die andere, so würde in dem ganzen Körper die Strahlungsdichtigkeit und damit die in jedem Resonator absorbierte Energie dauernd ab- oder zunehmen, ohne daß die emittierte Energie eine Veränderung erfahren würde. Das Strahlungsgleichgewicht stellt sich also automatisch ein. Damit der Zustand aber wirklich stationär ist, haben wir noch eine Vorsorge zu treffen. Da nämlich bei einem reinen Lumineszenzvorgang jedem Volumenelement von außen so viel Energie zugeführt werden muß, als zur Emission verbraucht wird, und da außerdem in jedem Volumenelement durch Absorption die gleiche Energiemenge zugeführt wie durch Emission entzogen wird, so würde die Energiedichte dauernd um den gleichen Betrag steigen, der vom Volumen Eins emittiert wird. Um dies zu verhindern, müssen wir uns vorstellen, daß durch irgendeinen, im übrigen ganz beliebigen Mechanismus einem jeden Volumenelemente die ihm durch Absorption zugeführte Energie wieder entzogen wird. Darin liegt keine theoretische Schwierigkeit, auch im Falle der Temperaturstrahlung mußten wir ja jedem Planckschen Resonator die von ihm absorbierte Energie dauernd entzogen und den Körpermolekülen zugeführt denken, damit der Resonator in einer Weise zur Emission angeregt wird, die den Bedingungen der Temperaturstrahlung entspricht.

Haben wir nun einen solchen, unendlich ausgedehnten lumineszierenden Körper im Gleichgewichtszustande, so wird auch hier die Strahlung durch den Austausch der Energie der erregenden Impulse mit der Schwingungsenergie der Resonatoren zustande kommen, es muß sich also eine bestimmte Verteilung der Energie zwischen beiden Systemen ausbilden. Auch hier werden die Gesetze der Statistik gelten und es muß daher eine ganz analoge Beziehung zwischen der mittleren Energie eines Resonators und der mittleren Energie eines erregenden Impulses gelten wie bei der Temperaturstrahlung, vorausgesetzt, daß alle strahlenden Resonatoren durch einen einheitlichen Mechanismus nach dem gleichen Gesetze erregt werden. Unter diesen Voraussetzungen wird daher die mittlere Strahlungsenergie eines Resonators durch den Ausdruck gegeben sein:

$$U = \frac{h\nu}{e^{f(i)} - 1}, \qquad (2)$$

wo $f(i)$ für jeden Lumineszenzvorgang eine be-

stimmte Funktion der Intensität i des die Lumineszenz erregenden Vorgangs ist. Für einen Körper, in dem die Gleichung (1) des thermodynamischen Gleichgewichts gilt, ist nach dem für die Temperaturstrahlung grundlegenden Kirchhoffschen Gesetz

$$\frac{E_{\lambda T}}{A_{\lambda T}} = e_{\lambda T},$$

wo $E_{\lambda T}$ und $A_{\lambda T}$ das Emissions- bzw. Absorptionsvermögen des strahlenden Körpers für die Wellenlänge λ und die ihm zukommende absolute Temperatur T, $e_{\lambda T}$ das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers für die gleiche Wellenlänge und Temperatur bedeuten. Wenn wir in der Gleichung (2)

$$f(i) = kT_1 \qquad (3)$$

setzen, so geht sie in die Form der Gleichung (1) über, für unsere lumineszierende, unendlich ausgedehnte Lichtquelle muß daher

$$\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e_{\lambda T_1}$$

sein. Wenn ferner, wie angenommen, E_λ und A_λ von der vorhandenen Strahlung unabhängig sind, so wird $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$ eine für den Strahlungszustand des Körpers charakteristische, von seiner räumlichen Ausdehnung unabhängige Größe. Bei einem solchen lumineszierenden Körper also wird sich das Verhältnis des Emissions- zum Absorptionsvermögen für alle Wellenlängen, für welche überhaupt Dispersionselektronen vorhanden sind, für welche also Emission auftritt, von einer Spektrallinie zur anderen in der gleichen Weise mit der Wellenlänge ändern wie das Emissionsvermögen des schwarzen Körpers für die durch Gleichung (3) definierte Temperatur T_1.

Danach wäre also in vielen Fällen ein weitgehender Parallelismus zwischen den Erscheinungen der Lumineszenz und der Temperaturstrahlung zu erwarten, und zum Nachweis der Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes genügt es daher nicht, zu zeigen, daß es eine bestimmte Temperatur T_1 gibt, für welche bei verschiedenen Wellenlängen $\frac{E_\lambda}{A_\lambda} = e_{\lambda T_1}$ ist, sondern es muß noch gezeigt werden, daß diese Temperatur mit der thermisch bestimmten Temperatur T des strahlenden Körpers übereinstimmt. Bei Lichtquellen, bei denen es nicht möglich ist, eine bestimmte Temperatur des strahlenden Körpers thermisch festzustellen, ist es gegenstandslos, von der Gültigkeit des Kirchhoffschen Gesetzes und von Temperaturstrahlung zu sprechen.

Unsere Betrachtungen gelten wie gesagt nur für solche Lumineszenzvorgänge, bei denen Emissions- und Absorptionsvermögen von der Strahlungsdichte unabhängig sind. Daher können wir bei den Erscheinungen der Fluoreszenz und Phosphoreszenz, bei denen die Emission von der auffallenden Strahlung abhängt, keine Gesetzmäßigkeiten der gefundenen Art erwarten. Bei diesen Erscheinungen ist in der Tat keine Spur einer Analogie mit der schwarzen Strahlung beobachtet worden.

Unabhängig von jeder Hypothese können wir allgemein als „spezifische Temperatur" eines strahlenden Körpers für die Wellenlänge λ diejenige Temperatur T_1 definieren, für welche das Emissionsvermögen $e_{\lambda T_1}$ des schwarzen Körpers gleich dem Verhältnis $\frac{E_\lambda}{A_\lambda}$ für den strahlenden Körper ist[1]). Dann gibt uns die Abweichung zwischen der spezifischen und der wahren Temperatur des Strahlers ein Maß für die Größe der Abweichung der betreffenden Strahlung vom Kirchhoffschen Gesetz und somit ein Maß für den Grad der Lumineszenz. Dieses Maß würde sich am besten wohl durch die Größe

$$\frac{T_1 - T}{T}$$

ausdrücken lassen. Die oben [Gleichung (3)] eingeführte Größe T_1 würde mit dieser spezifischen Temperatur identisch sein.

1) In seiner Arbeit: Recherches sur le rayonnement (Thèses Paris, Gauthier-Villars, 1912) hat E. Bauer dieselbe Größe als température d'émission definiert.

Physikalisches Institut d. Universität Breslau.

(Eingegangen 15. Januar 1913.)

Über eine Beziehung zwischen der Art einer radioaktiven Umwandlung und dem elektrochemischen Verhalten der betreffenden Radioelemente.

Von K. Fajans.

Die elektrochemischen Eigenschaften der meistens nur in außerordentlich geringen Mengen zugänglichen Radioelemente werden durch ihre Abscheidungsfähigkeit auf gewöhnlichen in ihre Lösungen eingetauchten Metallen oder durch das Verhalten bei der Elektrolyse definiert. Um, wie es mehrmals unternommen wurde, aus Versuchen der ersten Art auf das Normalpotential schließen zu können und auf diese Weise einen Vergleich mit den anderen Elementen zu ermöglichen, müßte man nicht nur die Konzentration der in Betracht kommenden Ionen (sowohl der radioaktiven wie der des eingetauchten Metalls[1]) in Rechnung ziehen, sondern auch

1) In dieser Hinsicht bedeutet die schöne Arbeit von G. v. Hevesy, Phil. Mag. **23**, 628, 1912, einen wesentlichen Fortschritt.

über den Zustand des in einer außerordentlich kleinen Menge auf dem Metall sich abscheidenden radioaktiven Elements orientiert sein. Denn eine zusammenhängende Metallschicht zeigt ja ein ganz anderes elektrochemisches Potential als z. B. eine verdünnte feste Lösung des einen Metalls in dem anderen. Über diesen Zustand sind wir aber noch im Unklaren.

Die bisherigen, auf diesem Gebiet gewonnenen Erfahrungen genügen aber vollkommen, um zwei in nicht sehr verschiedenen Konzentrationen vorhandene Radioelemente miteinander in bezug auf ihr elektrochemisches Verhalten qualitativ zu vergleichen. So geht man sicher nicht fehl, wenn man mit F. v. Lerch[1]) aus der Tatsache, daß sich aus einer schwach sauren Lösung von $RaB + RaC$, letzteres auf einem Nickelblech praktisch frei von ersterem erhalten läßt, schließt, daß das RaC elektrochemisch edler ist als das RaB. Auch wird man mit E. Meyer und E. v. Schweidler aus ihren Beobachtungen, daß sich Polonium (RaF) durch kleinere Stromdichten auf der Kathode abscheiden läßt als RaE, und daß das RaD noch größere Stromdichten verlangt als diese zwei Elemente, den Schluß ziehen dürfen, daß RaE elektronegativer ist als RaD, und RaF am edelsten von diesen drei Metallen. Schließlich kann man auf das elektrochemische Verhalten vieler Radioelemente aus ihrer vollkommenen chemischen Gleichwertigkeit mit bestimmten gewöhnlichen Elementen schließen. So ergibt sich z. B. aus der Unmöglichkeit, Ionium von Thorium[2]) zu trennen, ihre vollkommene chemische, also auch elektrochemische Analogie. Dank diesen Methoden ist man heute imstande, die elektrochemischen Eigenschaften beinahe sämtlicher Radioelemente miteinander zu vergleichen.

Als Resultat eines solchen Vergleichs sprach R. Lucas[3]) vor längerer Zeit den Satz aus, daß jede radioaktive Umwandlung zu einem Produkt führt, das elektrochemisch edler ist als die unmittelbare Muttersubstanz. In einer radioaktiven Reihe müßte also der elektronegative Charakter vom Anfang der Reihe bis zum Ende immer zunehmen.

Auf Grund neuerer Beobachtungen konnten aber G. v. Hevesy[4]) und der Verfasser[5]) gleichzeitig und unabhängig zeigen, daß das durchaus nicht immer der Fall ist.

Es wurde indessen vor kurzem vom Verfasser[1]) erwähnt, daß eine andere Gesetzmäßigkeit in allen untersuchten Fällen Gültigkeit besitzt. Bei radioaktiven Umwandlungen, die mit Aussendung von β-Strahlen verbunden sind, entsteht ein Produkt, das elektronegativer ist als die direkte Muttersubstanz, dagegen trifft bei Umwandlungen, die mit Emission von α-Strahlen verlaufen, gerade das Gegenteil zu; es ist also bei solchen die unmittelbare Muttersubstanz elektrochemisch edler als das Umwandlungsprodukt.

Es ist der Zweck dieser Mitteilung, die Richtigkeit dieser Sätze auf Grund des vorliegenden experimentellen Materials zu zeigen.

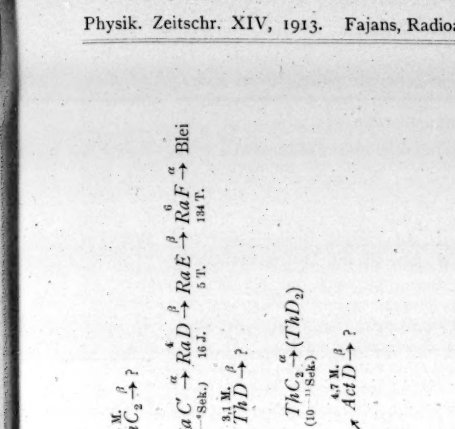
Die heute bekannten radioaktiven Umwandlungen sind unter Berücksichtigung einiger in dieser und der folgenden Arbeit gezogenen Schlüsse durch die folgenden Schemata dargestellt[2]). Für die Produkte der aktiven Niederschläge des Thoriums und Aktiniums ist die neue Nomenklatur[3]) benutzt worden.

Die Zahlen unterhalb der Namen jedes Elements bedeuten seine Halbierungszeit, die oberhalb befindlichen geben für die nicht zahlreichen Fälle, wo dies bekannt ist, die Gruppen des periodischen Systems an, zu welchen das betreffende Element gehört. Näheres über den letzten Punkt ist in dem zitierten Buch von Soddy zu finden. Die Buchstaben α und β über den Pfeilen geben an, mit welchen Strahlen die betreffenden Umwandlungen verbunden sind. Die γ-Strahlen, die für unser Problem keine Rolle spielen, sind nicht angegeben.

Wie die angeführten Reihen zeigen, gibt es nur drei Umwandlungen, welche mit den beiden Arten von Strahlen verbunden zu sein scheinen; es sind dies Radium $\rightarrow$ Radiumemanation, Thorium $X \rightarrow$ Thoriumemanation und Radioaktinium $\rightarrow$ Aktinium X. Es hat sich aber in vielen anderen Fällen herausgestellt, daß eine komplexe Strahlung, die zuerst einer einfachen Umwandlung zugeschrieben wurde, in Wirklichkeit mehreren Umwandlungen gehört. Es ist deshalb sehr wahrscheinlich[4]), daß auch in diesen Fällen die betreffenden Vorgänge nicht einfach sind: es kann sich entweder um zwei sukzessive

1) Ann. d. Phys. (4) **20**, 345, 1906.
2) Fr. Soddy, Die Chemie der Radioelemente 1912, S. 81.
3) Diese Zeitschr. **7**, 340, 1906.
4) Diese Zeitschr. **13**, 672, 1912.
5) Le Radium **9**, 239, 1912.

1) K. Fajans, Anhang zur Habilitationsschrift, Karlsruhe 1912. Auch Verhandl. d. Naturhist. Mediz. Vereins zu Heidelberg **12**, S. 235.
2) Für die Verzweigung der Thoriumreihe wurde der Einfachheit halber das Schema von Marsden und Darwin angegeben. Es würde aber nichts an unseren Ausführungen ändern, wenn wir das wohl richtigere Schema von Frl. Meitner nehmen würden. Näheres darüber vergleiche die erwähnte Habilitationsschrift des Verfassers.
3) E. Rutherford und H. Geiger, Phil. Mag. **22**, 621, 1911.
4) Vgl. O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. **11**, 497, 1910.



Umwandlungen oder um eine doppelte Umwandlung desselben Produkts (Verzweigung der Reihe[1])) handeln. Diese Fälle werden deshalb gesondert betrachtet.

Es gibt auch zwei Umwandlungen, bei welchen bis jetzt keine Strahlen nachgewiesen werden konnten, nämlich Mesothorium $I \rightarrow$ Mesothorium II und Aktinium $\rightarrow$ Radioaktinium. Aus Analogie mit anderen solchen Fällen[2]) kann man aber annehmen, daß bei diesen Umwandlungen noch nicht nachgewiesene, sehr weiche β-Strahlen auftreten. Der hypothetische Charakter dieser Strahlen ist in unserem Schema durch die Klammern angedeutet.

Eine Erleichterung unserer Aufgabe ergibt sich für einige Fälle daraus, daß man aus dem Verhalten der Glieder der einen Reihe unbedenklich auf die ihnen in radioaktiver Hinsicht (genetischen Zusammenhänge, ungefähre Lebensdauer, Charakter der Strahlen) entsprechenden Glieder der anderen Reihen, bei welchen die elektrochemischen Eigenschaften aus irgendwelchen Gründen nicht direkt bestimmt werden konnten, schließen darf. Von Ionium bzw. Radiothorium und Radioaktinium ab sind die sich radioaktiv entsprechenden Glieder der drei Reihen in derselben vertikalen Kolumne angeordnet, und in allen untersuchten Fällen entsprechen sich diese Produkte, auch in chemischer und elektrochemischer Hinsicht, vollkommen[3]).

Nach diesen einleitenden Bemerkungen soll jetzt gezeigt werden, daß in allen den Fällen, wo sowohl die Art der Umwandlung mit Sicherheit bekannt ist, wie auch das elektrochemische Verhalten der beiden in Betracht kommenden Radioelemente näher untersucht, die zwei eingangs erwähnten Sätze ohne Ausnahme gelten[4]). Es sei mit β-Strahlenumwandlungen begonnen, und es soll gezeigt werden, daß hier das Um-

1) Vgl. darüber die erwähnte Habilitationsschrift des Verfassers.

2) Vgl. O. v. Baeyer, O. Hahn und L. Meitner, diese Zeitschr. **12**, 378, 1911.

3) Vgl. F. Soddy, Die Chemie der Radioelemente 1912, S. 55; G. v. Hevesy, Phil. Mag. **23**, 628, 1912.

4) Es seien hier die Arbeiten aufgezählt, die öfters zitiert werden:

1. F. Soddy, Die Chemie der Radioelemente 1912.
2. F. v. Lerch, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **2**, 470, 1905.
3. E. Meyer und E. v. Schweidler, Wien. Ber. **115** (IIa), 698, 1906.
4. M. Levin, diese Zeitschr. **7**, 812, 1906.
5. F. v. Lerch, Ann. d. Phys. (4) **20**, 345, 1906.
6. G. v. Hevesy, Phil. Mag. **23**, 628, 1912.
7. K. Fajans, Habilitationsschrift, Karlsruhe 1912; auch Verhandl. d. Naturhist. Mediz. Ver. zu Heidelberg **12**, 235.
8. G. v. Hevesy, diese Zeitschr. **13**, 672, 1912.
9. F. v. Lerch und v. Wartenberg, Wien. Ber. **118** (IIa), 1575, 1909.

wandlungsprodukt immer elektronegativer ist als die Muttersubstanz. Für die folgenden Umwandlungen ergibt sich das direkt aus den angeführten Arbeiten.

$RaB \xrightarrow{\beta} RaC_1$ (5, 6, 7), $ThB \xrightarrow{\beta} ThC_1$ (2, 6), $Act\,B \xrightarrow{\beta} Act\,C$ (4, 6)[1]), $Ra\,D \xrightarrow{\beta} Ra\,E$ (3, 7), $Ra\,E \xrightarrow{\beta} Ra\,F$ (3).

Über die Umwandlungen Mesothorium $I \xrightarrow{(\beta)}$ Mesothorium $II \xrightarrow{\beta}$ Radiothorium läßt sich folgendes sagen. Mesothorium I verhält sich ganz wie Radium (1, S. 133), also wie ein sehr unedles Erdalkalimetall. Mesothorium II soll in seinem Verhalten den seltenen Erden gleichen (1, S. 136), während Radiothorium dem Thorium vollkommen analog (1, S. 138) ist, also in die vierte Gruppe des periodischen Systems gehört. Also sowohl Mesothorium II wie Radiothorium ist edler wie Mesothorium I. Bei der Umwandlung Mesothorium $I \rightarrow$ Mesothorium II haben wir aus anderen Gründen die Existenz von sehr weichen β-Strahlen angenommen. Damit steht in bester Übereinstimmung, daß das Mesothorium II edler ist als Mesothorium I. Ein direkter Vergleich von Mesothorium II und Radiothorium in bezug auf ihr elektrochemisches Verhalten läßt sich aus dem vorliegenden Material nicht mit Sicherheit durchführen, vielleicht kann man aber aus folgendem doch schließen, daß, wie es unsere Regel verlangt, Radiothorium edler ist als Mesothorium II. M. Levin fand (4), daß man Radioaktinium, das ja dem Radiothorium entspricht, auch aus schwachsaurer Lösung elektrolytisch abscheiden kann, während Frl. Meitner[2]) angibt, daß Mesothorium II nur in fast neutraler Lösung abscheidbar ist. Eine endgültige Entscheidung wird sich aber wohl nur durch quantitative Untersuchungen erzielen lassen. Auch die Umwandlung Aktinium $\xrightarrow{(\beta)}$ Radioaktinium soll mit Emission von weichen β-Strahlen verbunden sein. Nun steht Aktinium in seinem Verhalten zwischen Lanthan und Kalzium (1, S. 161), ist also unedler als Radioaktinium, welches radioaktiv, also wohl auch chemisch dem in die vierte Gruppe des periodischen Systems gehörenden Radiothorium entspricht (1, S. 163). Also auch hier ist eine Übereinstimmung mit der Regel zu verzeichnen.

Es ist auch nicht ohne Interesse, zu bemerken, daß die Umwandlungen der Alkalimetalle Rb und K wohl nur zu edleren Elementen als sie selbst führen kann. Und auch hier haben wir, wie die Regel verlangt, β-Strahlenumwandlungen vor uns.

In den drei Fällen $RaC_2 \xrightarrow{\beta} ?$, $ThD \xrightarrow{\beta} ?$, $Act\,D \xrightarrow{\beta} ?$ läßt sich die Regel nicht prüfen, weil die Umwandlungsprodukte nicht bekannt sind. Man wird aber umgekehrt auf Grund dieser Regel voraussagen dürfen, daß diese Produkte edler sind als die Muttersubstanzen.

Bevor wir auf die übrigen β-Strahlenumwandlungen eingehen, sollen erst die α-Strahlenumwandlungen besprochen werden. Für diese soll nun gezeigt werden, daß die Umwandlung zu einem Produkt führt, das elektropositiver ist als die Muttersubstanz.

Für die Umwandlung Thorium $\xrightarrow{\alpha}$ Mesothorium I ergibt sich das direkt aus der Tatsache, daß ersteres in die vierte Gruppe des periodischen Systems gehört, während das Mesothorium I, wie schon erwähnt, ein Erdalkalimetall ist. Nun sind Ionium (1, S. 81) und Radiothorium dem Thorium ganz ähnlich, während Radium und Thorium X (1, S. 141) Erdalkalimetalle sind, woraus sich ergibt, daß die Regel auch für die Umwandlungen $Io \xrightarrow{\alpha} Ra$ und Radiothorium $\xrightarrow{\alpha} ThX$ gültig ist. Bei den Umwandlungen $ThA \xrightarrow{\alpha} ThB$, $Act\,A \xrightarrow{\alpha} Act\,B$ läßt sich die Regel nicht direkt prüfen, weil es unmöglich ist, das elektrochemische Verhalten der so kurzlebigen Elemente ThA und $Act\,A$ zu untersuchen. Man darf aber sicher annehmen, daß die Verhältnisse hier ganz entsprechend denen in dem analogen Fall $RaA \xrightarrow{\alpha} RaB$ sind. RaB ist aber unedler als RaA (7, 8), woraus die Gütigkeit unserer Regel auch für diese drei Fälle erwiesen ist. Von den drei sich entsprechenden (vgl. 7) Fällen $RaC_1 \xrightarrow{\alpha} RaC_2$, $ThC_1 \xrightarrow{\alpha} ThD$ und $Act\,C \xrightarrow{\alpha} Act\,D$ ist nur der zweite elektrochemisch untersucht (9), und die Versuche zeigten, daß ThD unedler ist als ThC_1, also wie es die Regel verlangt. Man darf dasselbe auch für die zwei anderen Fälle annehmen. Die α-Strahlenumwandlung des Poloniums (RaF) führt höchstwahrscheinlich zu Blei. Nun ist RaD vollkommen dem Blei ähnlich (1, S. 115). RaF, das ja, wie wir gesehen haben, viel edler als RaD ist, ist daher edler als sein α-Strahlenumwandlungsprodukt Blei.

Es seien jetzt die α-Strahlenumwandlungen der drei Emanationen in die entsprechenden A-Produkte diskutiert. Die Emanationen sind chemisch träge Edelgase, ihr elektrochemisches Verhalten ist also durch die gewöhnlichen Methoden nicht bestimmbar. Wenn man aber den

1) Um Mißverständnissen vorzubeugen, muß bemerkt werden, daß in den älteren Arbeiten (2. u. 4.) die heutigen B- und C-Produkte der Thorium- und Aktiniumreihe die Namen A und B tragen.

2) Diese Zeitschr. **12**, 1094, 1911.

elektrochemischen Charakter als die Neigung des Atoms, negative Elektronen abzuspalten oder anzulagern, definiert, wird man wohl sagen dürfen, daß die Emanationen viel elektronegativer sind als irgendeines der anderen Radioelemente, welche ja alle Metalle sind. Denn sonst würden sie doch auch zu Kationbildung befähigt sein. Daß ein solcher Schluß vielleicht berechtigt ist, ergibt sich aus folgendem: aus der Tatsache, daß die Edelgase auch keine Anionen zu bilden vermögen, müßte man auf dieselbe Weise schließen, daß sie auch keine Neigung haben, Elektronen anzulagern. Es ist nun sehr bemerkenswert, daß J. Franck[1]) aus Beweglichkeitsmessungen schließen konnte, daß in Edelgasen freie Elektronen bedeutend stabiler sind als in irgendwelchen anderen Gasen, die also eine viel größere Neigung haben, Elektronen anzulagern, als die Edelgase. Besonders groß ist dabei diese Anlagerungstendenz an das aus der Chemie als stark elektronegativ bekannte Chlor[2]).

Auf Grund dieser breiteren Auffassung des elektrochemischen Charakters würden also die Emanationen elektronegativer als die übrigen Radioelemente sein. Nun sind die Umwandlungen der Emanationen zu den A-Produkten durch α-Strahlen begleitet, und unsere Regel ist also auch auf diese drei Fälle anwendbar.

Es wurde nun gezeigt, daß in allen Fällen, wo sowohl die Art der Umwandlung wie das elektrochemische Verhalten der beiden Elemente gut bekannt sind, unsere zwei Sätze ohne Ausnahme gelten. Es wird wohl deshalb nicht zu kühn sein, diese Sätze zur Aufklärung anderer noch nicht genügend untersuchten Umwandlungen zu benutzen.

Es seien nun die Umwandlungen

$$Ur\,I \xrightarrow{\alpha} Ur\,X \xrightarrow{\beta} Ur\,II \xrightarrow{\alpha} Io$$

diskutiert. Die Existenz des $Ur\,II$ folgt nur aus der Tatsache, daß Uran zwei α-Teilchen von verschiedener Reichweite emittiert[3]). Seine chemische Natur scheint der des Urans (I) selbst sehr nahe zu sein, es gehört also wohl wie dieses in die sechste Gruppe des periodischen Systems. Andererseits entsprechen sich chemisch das $Ur\,X$ (1, S. 27) und Ionium sehr weitgehend und sind beide dem vierwertigen Thorium an die Seite zu stellen. Daraus folgt, daß $Ur\,X$ und Io viel unedler sind als $Ur\,I$ und $Ur\,II$. Die genetischen Zusammenhänge zwischen diesen vier Elementen sind noch nicht ganz aufgeklärt. Es gibt da zwei Möglichkeiten. Die entsprechenden Umwandlungen könnten erstens dem Schema

$$Ur\,I \xrightarrow{\alpha} Ur\,II \xrightarrow{\alpha} Ur\,X \xrightarrow{\beta} Io$$

entsprechen. Es würde dann unserer Regel entsprechen, daß $Ur\,X$ unedler ist als $Ur\,II$. Die Tatsache aber, daß $Ur\,I$ und $Ur\,II$ einerseits und $Ur\,X$ und Io andererseits, wenn überhaupt, so jedenfalls nur sehr wenig sich elektrochemisch unterscheiden können, macht dieses Schema unwahrscheinlich. Denn in allen anderen Fällen ist der Sprung im elektrochemischen Verhalten sowohl bei α- als auch bei β-Strahlenumwandlungen beträchtlich. Das zweite hier mögliche Schema ist das oben angegebene und dieses ist, wie mir Dr. v. Hevesy mitgeteilt hat, auch aus anderen Gründen wahrscheinlich. Dieses Schema entspricht in allen Punkten unseren zwei Sätzen und soll als das richtige angenommen werden. Auch mit den Ausführungen der folgenden Arbeit läßt sich nur dieses Schema in Einklang bringen.

Bemerkenswert sind die Konsequenzen, die unsere Regeln für die Umwandlungen Radium $\xrightarrow{\alpha,\beta}$ Radiumemanation und Thorium $X \xrightarrow{\alpha,\beta}$ Thoriumemanationen ergeben, natürlich nur unter der Voraussetzung, daß elektrochemische Betrachtungen über Edelgase unzulässig sind. Wie am Anfange der Arbeit erwähnt wurde, haben Hahn und Meitner aus der komplexen Strahlung geschlossen, daß die betreffenden Umwandlungen komplex sind. Unsere zwei Sätze erlauben nun zu schließen, daß zwischen den zweiwertigen Erdalkalimetallen Radium und $Th\,X$ einerseits und den nullwertigen Emanationen andererseits wohl einwertige Alkalimetalle existieren. Der Zerfall des Radiums und Thoriums X müßte mit Aussendung von α-Strahlen verknüpft sein und würde zu den unedleren Alkalimetallen führen, während der Zerfall der letzteren dann β-Strahlenumwandlungen vorstellt und in Übereinstimmung mit der Regel zu den viel edleren Emanationen führt.

Was die Umwandlung Aktinium $X \xrightarrow{\alpha}$ Aktiniumemanation anbelangt, muß man schon aus Analogiegründen schließen, daß auch hier noch β-Strahlen vorhanden sind, die wohl wegen ihrer Weichheit bis jetzt unbekannt geblieben sind. Es ist deshalb der hier gegen unsere Regel bestehende Widerspruch nur scheinbar.

Der Fall Radioaktinium $\xrightarrow{\alpha,\beta}$ Aktinium X, wo auch bei einer Umwandlung sowohl α- wie β-Strahlen aufzutreten scheinen, wird in der folgenden Arbeit kurz behandelt.

Zu besprechen bleiben jetzt nur noch die Umwandlungen $RaC_1 \xrightarrow{\beta} RaC' \xrightarrow{\alpha} RaD$ und

1) Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 613, 1910.
2) Vgl. J. Franck und P. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 328, 1911.
3) Geiger und Nuttall, Phil. Mag. **22**, 439, 1912.

$ThC_1 \xrightarrow{\beta} ThC_2 \xrightarrow{\alpha} ?$, bei welchen der elektrochemische Charakter von RaC' und ThC_2 wegen ihrer außerordentlichen Kurzlebigkeit nicht direkt bestimmbar ist. Aus unserer Regel kann man aber schließen, daß RaC' edler als RaC_1 und auch als RaD ist. Dasselbe gilt auch für ThC_2.

Die gefundenen Gesetzmäßigkeiten beweisen nun deutlich, daß diejenigen Eigentümlichkeiten im Bau der Atome, die die Art einer radioaktiven Umwandlung bedingen, auch in der Festigkeit der Bindung der für die chemischen Vorgänge verantwortlichen Elektronen zum Ausdruck kommen. Ein derartiger einfacher Zusammenhang war durchaus nicht zu erwarten, denn alles, was wir bis jetzt über den radioaktiven Vorgang wußten, würde zu der Annahme berechtigen, daß bei ihnen ganz andere Regionen des Atoms in Betracht kommen, als bei den chemischen Vorgängen. Einige Ansätze, die zur Deutung dieser Gesetzmäßigkeiten gemacht wurden, haben noch nicht zu befriedigenden Resultaten geführt.

Die Konsequenzen, welche sich aus den neuen Sätzen für die Stellung der Radioelemente im periodischen System ergeben, sind in der folgenden Arbeit behandelt.

Zusammenfassung.

Es wird gezeigt, daß folgende zwei Sätze in allen Fällen, wo sie direkt geprüft werden konnten, Gültigkeit besitzen:

1. Bei einer α-Strahlenumwandlung ist das entstehende Produkt elektrochemisch positiver als die direkte Muttersubstanz.

2. Bei einer β-Strahlenumwandlung ist das Umwandlungsprodukt elektrochemisch negativer als seine Muttersubstanz.

(Eingegangen 31. Dezember 1912.)

Die Stellung der Radioelemente im periodischen System.

Von K. Fajans.

In den drei bekannten radioaktiven Umwandlungsreihen entsprechen einander diejenigen Produkte, welche übereinstimmende radioaktive Eigenschaften besitzen, auch in chemischer Hinsicht vollkommen. Das bedeutet, daß die Reihenfolge, in der die radioaktiven Umwandlungen die Gruppen (Vertikalreihen) des periodischen Systems durchlaufen (mit Ausnahme der ersten Glieder), in allen drei Fällen dieselbe ist. Es war aber bis jetzt noch nicht gelungen, für alle Umwandlungen zu entscheiden, welche Gruppen es sind, und das Problem der endgültigen Einordnung aller Radioelemente in die Tabelle des allgemeinen periodischen Systems war also ungelöst. Die Schwierigkeiten lagen zum Teil im folgenden: Man würde erwarten, daß die Umwandlungen, die ja von Elementen mit höherem Atomgewicht zu solchen mit kleinerem führen, einfach nacheinander alle Gruppen des periodischen Systems von rechts nach links durchwandern. Das trifft indessen sicher nicht zu. Nach Soddy[1]), der vor kurzem diese Frage diskutierte, sollen in den radioaktiven Reihen einerseits nur Elemente der geraden Gruppen (6, 4, 2, 0) des periodischen Systems vertreten sein, das würde also bedeuten, daß die Umwandlungen immer die ungeraden Gruppen überspringen; andererseits soll aber auch die Richtung des Durchgangs durch die verschiedenen Gruppen nicht immer dieselbe bleiben; so z. B. geht es (vgl. die Tabelle der vorhergehenden Arbeit, S. 133) von der vierten Gruppe (Thorium) zur zweiten (Mesothorium I), dann wieder zur vierten (Radiothorium) und nochmals zurück zur zweiten (Thorium X). Der erste von diesen zwei Sätzen trifft, wie wir gleich sehen werden, nicht allgemein zu. Der zweite ist aber zweifellos richtig. Die in der vorhergehenden Arbeit bewiesenen zwei Sätze, betreffend das elektrochemische Verhalten sukzessiver Radioelemente, erlauben nun leicht eine Deutung dieser Oszillationen zwischen den Gruppen des periodischen Gesetzes zu finden.

Für α-Strahlenumwandlungen gilt der Satz, daß bei diesen ein Produkt entsteht, das elektropositiver ist als die direkte Muttersubstanz. Nun nimmt aber der elektropositive Charakter in einer Horizontalreihe des periodischen Systems von rechts nach links zu, von höheren zu niedrigeren Gruppen. Man kann deshalb diesen Satz auch so formulieren, daß bei einer α-Strahlenumwandlung ein Produkt entsteht, das in eine niedrigere Gruppe des periodischen Systems gehört als seine Muttersubstanz. In der Tabelle der vorhergehenden Arbeit sind die Belege dafür zu finden, daß dies in der Tat in allen Fällen von α-Strahlenumwandlungen, wo der chemische Charakter der betreffenden Radioelemente bekannt ist, zutrifft. Dieser Übergang von einer höheren zu einer niedrigeren Gruppe entspricht auch durchaus der Tatsache, daß bei α-Strahlenumwandlungen das Atomgewicht verkleinert wird (um das Atomgewicht des Heliums).

Es entsteht noch die Frage, um wieviel Gruppen nach links diese Verschiebung stattfindet. In den untersuchten Fällen beobachtet man, wie Soddy (l. c.) zuerst hervorgehoben

1) Die Chemie der Radioelemente 1912, S. 61.

hat und wie es auch aus der Tabelle der vorhergehenden Arbeit zu ersehen ist, bei α-Strahlenumwandlungen einen Sprung in die zweitnächste Gruppe in derselben Horizontalreihe und es soll nun angenommen werden, daß dies für alle[1]) α-Strahlenumwandlungen zutrifft.

Was nun die β-Strahlenumwandlungen anbelangt, so muß man annehmen, daß es sich bei diesen lediglich um eine Umlagerung der konstituierenden Teile des Atoms handelt, das Atomgewicht bleibt aber dabei unverändert. Das periodische System versagt hier vollkommen, wenn wir aus ihm ableiten wollten, in welcher Richtung der Übergang bei diesen Umwandlungen stattfindet. Denn es sieht ja überhaupt nicht vor, daß Elemente mit gleichem Atomgewicht ein verschiedenes chemisches Verhalten zeigen. Daß sich aber auch bei β-Strahlenumwandlungen die Muttersubstanz von dem Umwandlungsprodukt chemisch unterscheidet, ergibt sich aus den in der vorhergehenden Arbeit besprochenen Fällen und wird auch aus dem folgenden ersichtlich. Die Entscheidung der Frage, nach welcher Richtung im periodischen System die Änderung vor sich geht, folgt nun aus dem für β-Strahlenumwandlungen abgeleiteten Satz, daß sie zu einem Produkt führen, das elektronegativer ist als die Muttersubstanz; er besagt, daß bei einer β-Strahlenumwandlung ein Übergang in eine höhere Gruppe, also nach rechts, im periodischen System stattfinden muß, denn von links nach rechts nimmt ja der elektronegative Charakter der Elemente zu. Die wenigen Fälle, in denen dieser Schluß prüfbar ist, stimmen mit ihm vollkommen überein. Bei dem Fall:

$$RaD \xrightarrow{\beta} RaE \xrightarrow{\beta} RaF$$

entsteht durch zwei β-Strahlenumwandlungen aus RaD, das vollkommen dem Blei entspricht, also in die vierte Gruppe gehört, RaF, welches mit dem Tellur der sechsten Gruppe zu vergleichen ist. Bei den Umwandlungen

$$MesTh\ I \xrightarrow{\beta} MesTh\ II \xrightarrow{\beta} \text{Radiothorium}$$

wird aus dem $MesTh\ I$ (zweite Gruppe) das Radiothorium der vierten Gruppe auch durch zwei β-Strahlenumwandlungen gebildet. Aus dem Aktinium, das in seinem Verhalten zwischen Kalzium und Lanthan steht, also in die zweite oder dritte Gruppe gehört, entsteht durch eine β-Strahlenumwandlung das Radioaktinium, welchem aus Analogiegründen mit Radiothorium in der vierten Gruppe ein Platz zuzuweisen ist. Wie bei den α-Strahlenumwandlungen entsteht auch hier die Frage, um wieviel Gruppen diese Verschiebung nach rechts im periodischen System bei einer β-Strahlenumwandlung stattfindet. In den zwei ersten angegebenen Fällen findet durch zwei sukzessive β-Strahlenumwandlungen eine Verschiebung um zwei Gruppen statt. Die einfachste Annahme ist nun natürlich, daß eine solche Umwandlung einen Übergang in die nächste Gruppe hervorruft. Auch diesen Satz wollen wir als allgemein gültig annehmen. Auf Grund dieser zwei Sätze, nach welchen einerseits bei allen α-Strahlenumwandlungen eine Verschiebung um zwei Gruppen von rechts nach links im periodischen System, andererseits bei allen β-Strahlenumwandlungen um eine Gruppe von links nach rechts in derselben Horizontalreihe stattfinden soll, können wir jetzt versuchen, den bis jetzt chemisch nicht näher charakterisierten Elementen Plätze im periodischen System zuzuweisen.

Aus dem soeben Gesagten ergibt sich nun sofort, daß Mesothorium II in die dritte Gruppe gehören muß, was in vollem Einklang mit der Angabe steht, daß es sich wie ein Element der Gruppe der seltenen Erden verhält (1, S. 136). Dem Radium E muß nach dem Obigen in der fünften Gruppe ein Platz zuzuweisen sein. Es entsteht nun die wichtige Frage nach den Plätzen, die den kurzlebigen Produkten der aktiven Niederschläge der drei Reihen im periodischen System zukommen. Die Untersuchung ihrer chemischen Natur stößt wegen ihrer Kurzlebigkeit auf Schwierigkeiten. Soddy (1, S. 62) hat über diesen Punkt eine originelle Ansicht geäußert. Die Radiumemanation ist im periodischen System am linken Ende einer Horizontalreihe, das in die sechste Gruppe gehörende Polonium am rechten Ende der nächst höheren Horizontalreihe. Die Produkte des aktiven Niederschlags bilden nun nach Soddy Verbindungsglieder zwischen diesen zwei Reihen, für welche zwischen den gewöhnlichen Elementen keine Analoga bestehen sollen. Eine Annahme solcher neuer Typen von Elementen ist aber, wie gleich gezeigt wird, nicht notwendig. Wenn man nämlich von dem in die vierte Gruppe gehörenden RaD die Radiumreihe rückwärts verfolgt und die soeben formulierten zwei Regeln anwendet, so findet man für die Elemente des aktiven Niederschlags des Radiums, also auch für die entsprechenden Produkte der zwei anderen Reihen folgende Stellen: RaD vierte Gruppe, RaC' (ThC_2) sechste, RaC_1 (ThC_1, $AktC$)

[1]) Eine Schwierigkeit bietet nur die Umwandlung
$$\text{Radium} \xrightarrow{\alpha} (\text{Alkalimetall}) \xrightarrow{\beta} \text{Emanation}$$
und die entsprechenden Umwandlungen der anderen Reihen, wo nach der Annahme der vorherigen Arbeit ein Übergang vom zweiwertigen Radium zum einwertigen Alkalimetall stattfinden soll. Dieser Punkt wird bei anderer Gelegenheit diskutiert.

fünfte, *RaB* (*ThB*, *AktB*) vierte und *RaA* (*ThA*, *AktA*) wieder sechste Gruppe des periodischen Systems. Die Umwandlung der Emanationen führt also aus der nullten Gruppe in die sechste der nächsten Horizontalreihe. Wenn man die eine Sonderstellung einnehmende achte Gruppe nicht berücksichtigt, wird also auch bei dieser α-Strahlenumwandlung eine Gruppe (die siebente) übersprungen. Diese Schlüsse können nur für den Fall der *B*-Produkte an der Erfahrung geprüft werden: die Forderung, daß sie in die vierte Gruppe gehören sollen, steht nun in voller Übereinstimmung mit der Angabe von A. Fleck (Zeitschr. f. Elektrochem. **18**, 865, 1912), daß das *ThB* von Blei untrennbar sei und auch mit der Tatsache, daß das *RaB*[1]) dem *RaD*[2]), der vierten Gruppe darin gleicht, daß es mit Bariumsulfat fällbar ist. Es kann sogar auf diese Weise von RaC_1 getrennt werden.

Wenn man nun die Gruppen, zu denen nach diesen Ausführungen die Produkte von *RaA* bis Blei gehören, hinschreibt, bekommt man die Reihe: 6, 4, 5, 6, 4, 5, 6, 4. Die Gruppierung 6, 4, 5, 6, 4 wiederholt sich also zweimal. Es ist nun sehr bemerkenswert, daß eine ähnliche Analyse des Anfangs der Uranreihe

$$\underset{6}{UrI} \rightarrow \underset{4}{UrX} \rightarrow \underset{(5)}{?} \rightarrow \underset{6}{UrII} \rightarrow \underset{4}{Io}$$

auch die Reihe 6, 4, (5), 6, 4 ergibt, wenn man das *UrX* als komplex, bestehend aus zwei sukzessiven β-Strahlen emittierenden Produkten betrachtet. Eine solche Annahme ist aber durchaus berechtigt, denn das *UrX* besitzt zwei Gruppen von β-Strahlen, eine sehr harte, die sonst nur bei sehr kurzlebigen Elementen vorzufinden ist, und eine sehr weiche, welche dem langlebigen *UrX* (Halbwertszeit 24,6 Tage) gut entspricht. Dieses hypothetische kurzlebige Element müßte also in die fünfte Gruppe des periodischen Systems gehören und zwischen *UrX* und *UrII* in der Umwandlungsreihe stehen. Es sei auch hervorgehoben, daß nur das obige Schema, nicht aber das Schema

$$\underset{6}{UrI} \xrightarrow{\alpha} \underset{6}{UrII} \xrightarrow{\alpha} \underset{4}{UrX} \xrightarrow{\beta} \underset{4}{Io}$$

mit den Regeln betreffend die Änderung der Gruppen bei α- und β-Strahlenumwandlungen zu vereinigen ist. Aus Obigem folgt ohne weiteres, daß auch in einer radioaktiven Reihe die Art der Umwandlungen sich periodisch wiederholt.

Es bleiben nur noch die sich entsprechenden Elemente RaC_2, *ThD* und *AktD*, denen Plätze im periodischen System zuzuweisen sind.

	I	II	III	IV	V	VI

Sie entstehen aus dem RaC_1, ThC_1 und $AktC_1$, die nach dem Obigen in die fünfte Gruppe gehören, durch eine α-Strahlenumwandlung, nach der hier verallgemeinerten Soddyschen Regel sollten sie also in die dritte Gruppe gehören. Das stark elektropositive Verhalten des *ThD* steht damit im guten Einklang. Über das *Ur J* läßt sich nichts aussagen, da wir weder über seine chemische Natur, noch über seine genetischen Beziehungen genügend orientiert sind.

Nachdem für alle radioaktiven Produkte gefunden worden ist, in welche Gruppen des periodischen Systems sie gehören, soll versucht werden, ihre Beziehung zu dem allgemeinen System klarzulegen. In der nebenstehenden Tabelle sind alle Radioelemente nach fallenden Atomgewichten in den Gruppen, zu welchen sie gehören, eingeordnet. Zur Berechnung der Atomgewichte diente einfach als Grundlage das Atomgewicht des Urans = 238,5 und des Thoriums 232,4, und die der anderen wurden unter der Annahme berechnet, daß bei α-Strahlenumwandlungen das Atomgewicht um 4,0 vermindert wird, während bei β-Strahlenumwandlung keine Änderung des Atomgewichts stattfindet. Das Atomgewicht des Aktiniums ist noch unbekannt. Diese Frage wird am Schluß der Arbeit diskutiert.

Die auffallendste Tatsache, die diese Tabelle ergibt, ist, daß hier Plätze, die sonst im periodischen System nur einem Element zukommen, von mehreren, in manchen Gruppen bis sechs, Elementen besetzt sind. Nun sind aber alle diese Elemente einer Gruppe (die Unterschiede zwischen ihren Atomgewichten betragen immer 2 Einheiten) so weitgehend einander ähnlich, daß es nicht gelingt, sie voneinander auf chemischem Wege oder gar durch Kristallisation zu trennen. Das gilt für alle Fälle, wo Trennungsversuche unternommen wurden, z. B. bei *Ur I* und *Ur II*, Ionium und Thorium, Mesothorium *I* und Radium usw. Ein Gemisch solcher Elemente, die ja z. B. aus Mineralien immer zusammen abgeschieden werden, verhält sich also chemisch ganz wie ein Element. Es gibt nun zwei mögliche Gesichtspunkte, um ein solches komplexes Element dem periodischen System einzuordnen. Man könnte ihm ein Atomgewicht zuschreiben, das einen Mittelwert der Atomgewichte der es zusammensetzenden Elemente darstellt. Natürlicher ist aber folgender Weg. Wenn man ein solches komplexes Element isoliert und sein Atomgewicht experimentell bestimmt, so wird man natürlich einen Wert finden, der am nächsten dem Atomgewicht desjenigen einfachen Elementes ist, das in der größten Menge vorhanden ist. Das wird aber das langlebigste Element sein, denn je langlebiger ein Element ist, in um so größeren Quantitäten ist es beim radioaktiven Gleichgewicht vorhanden. Man kann deshalb für solche Fälle, wo die Lebensdauer der Elemente einer Gruppe sehr verschieden ist, das Atomgewicht des langlebigsten einsetzen. Wenn man auf diese zwei Weisen verfährt, erhält man folgende Anordnungen, von welchen die erste Mittelwerte der Atomgewichte angibt, die zweite nur das langlebigste Element der Gruppe berücksichtigt. Die Aktiniumreihe ist dabei nicht berücksichtigt worden.

Man bemerkt gleich, daß diese beiden Anordnungen mit dem periodischen Gesetz der gewöhnlichen Elemente das gemeinsam haben, daß die Atomgewichte der Elemente in derselben Horizontalreihe von den höheren Gruppen zu niedrigeren regelmäßig abnehmen, im Gegensatz zu den radioaktiven Umwandlungsreihen, bei welchen, wie wir gesehen haben, mit fallendem Atomgewicht der Elemente ein Oszillieren zwischen den verschiedenen Gruppen zu beobachten ist. Diese Anordnungen stimmen auch darin mit der Tabelle von Mendelejeff und Lothar Meyer überein, daß man auch hier in jeder Gruppe zwei Untergruppen annehmen muß: das Polonium der oberen Horizontalreihe entspricht dem Tellur der zweiten Untergruppe und nicht dem Wolfram der ersten, ebenso ist das *RaD* dem Blei und nicht dem Cer analog. Man wird dasselbe deshalb in der oberen Horizontalreihe auch für die fünfte und dritte Gruppe annehmen dürfen. Diese Resultate sprechen überzeugend dafür, daß die Umwandlungen der Elemente die Grundlage des periodischen Systems bilden.

Es sei nun die zweite Anordnung mit den zwei untersten Reihen der bisherigen Tabelle des periodischen Systems verglichen[1]). In der unteren Reihe findet man in beiden Fällen in der sechsten, vierten und zweiten Gruppe die bekannten Elemente *Ur*, *Th* und *Ra*, bei wel-

0	I	II	III	IV	V	VI
—	197,2	200,3	207,5	210,5	211,5	214,5
221,5	221,5	226,5	228,5	231,5	234,5	236,5
—	*Au* 197,2	*Hg* 200,3	*Tl* 204,0	*Pb* 207,1	*Bi* 208,0	*Pol* 210,5
Ra Em 222,5	(*Ra X*) 222,5	*Ra* 226,5	*Mes II* 228,4	*Th* 232,4	*Ur X*$_2$ 234,5	*Ur I* 238,5

1) Siehe Nernst, Theoret. Chemie, 7. Aufl., 1913, S. 181.

chen direkte Atomgewichtsbestimmungen ausgeführt wurden. Die anderen Elemente, die in diese Gruppen noch gehören (vgl. Tabelle S. 138), sind alle viel kurzlebiger als das ihnen entsprechende von diesen drei Elementen. Die experimentell bestimmten Atomgewichte sind deshalb als für die einfachen Elemente gültig anzusehen. Die Lücken in der fünften, dritten und ersten Gruppe der untersten Reihe der gewöhnlichen Tabelle sind in unserer Anordnung durch kurzlebige, zum Teil noch hypothetische Elemente ausgefüllt. Kein Wunder, daß sie nicht auf gewöhnlichem chemischen Wege entdeckt wurden. Dasselbe trifft für das Polonium zu, das die bisherige Lücke in der sechsten Gruppe der oberen Horizontalreihe ausfüllt. Bemerkenswert sind die Konsequenzen, die sich für die Elemente der dritten, vierten und fünften Gruppe der oberen Reihe ergeben. Diese Stellen sind in der gewöhnlichen Tabelle durch die Elemente Thallium, Blei und Wismut besetzt. Außer diesen gehören aber hierher auch mehrere radioaktive Elemente, wie die Tabelle S. 138 zeigt. Blei gehört in die Radiumreihe und wenn wir für das Atomgewicht der vierten Gruppe der oberen Horizontalreihe nicht den mittleren berechneten Wert 210,5 finden, sondern das des Bleis, 207,1, so rührt das daher, daß alle anderen Produkte der Gruppe mit Ausnahme des ThD_2, dessen Lebensdauer wir aber nicht kennen, im Vergleich mit Blei außerordentlich kurzlebig sind und es können deshalb ihre geringen Mengen keinen Einfluß auf das Atomgewicht ausüben. Es drängt sich nun die Vermutung auf, ob nicht dasselbe für Wismut und Thallium zutrifft, d. h. ob auch sie nicht sehr langlebige Glieder einer Umwandlungsreihe sind. Man kann nun leicht zeigen, daß dies sehr wahrscheinlich ist. Setzt man nämlich die Thoriumreihe analog der Radiumreihe fort, so ergibt sich:

$$ThC_1 \begin{matrix} \overset{\alpha}{\nearrow} ThD \\ \underset{\beta}{\searrow} ThC_2 \overset{\alpha}{\rightarrow} ThD_2 \overset{\beta}{\rightarrow} Bi \overset{\alpha}{\rightarrow} Tl \\ \quad 212{,}4 \qquad\quad 208{,}4 \qquad 208{,}4 \qquad 204{,}4 \end{matrix}.$$

Das noch unbekannte ThD_2 würde dem RaD entsprechend aus dem ThC_2 der sechsten Gruppe entstehen und in die vierte Gruppe gehören. Dieses Produkt muß sehr beständig sein, denn sonst müßte man es durch seine radioaktiven Eigenschaften nachweisen können, was nicht der Fall ist. Wenn man nun annimmt, daß es doch, wie RaD, einer β-Strahlenumwandlung unterliegt, so muß nach unserer Regel dabei ein Element der fünften Gruppe (chemisch entsprechend dem RaE) entstehen. Das Atomgewicht dieses Elements stimmt aber in der Tat mit dem des Wismuts[1]) (208,0) sehr nahe überein. Es ist nun sehr auffallend, daß das Atomgewicht des Thalliums (204,0) gerade um vier Einheiten kleiner ist als das des Wismuts. Das spricht für eine α-Strahlenumwandlung des Wismuts[1]). Und in bester Übereinstimmung damit steht die Tatsache, daß bei dieser hypothetischen Umwandlung der Übergang in die zweitnächste Gruppe (aus der fünften in die dritte) stattfinden würde. Das Vorkommen sowohl des Wismuts wie des Thalliums in radioaktiven Mineralien, sowie des Thalliums im Wismut[2]) können als vorläufige Belege für diese Ansicht angeführt werden. Es werden aber genaue Analysen nötig sein, um sie besser zu stützen.

Eine Diskrepanz bleibt aber immer noch zu erklären. Bekanntlich stimmt das experimentell bestimmte Atomgewicht des Bleis (207,1) nicht mit dem überein, wie man es auf Grund der Annahme berechnet (206,5), daß das Blei das Endprodukt der Uranreihe vorstellt. Dasselbe trifft nun auch für die Atomgewichte des Wismuts und Thalliums zu, nur sind hier die experimentell bestimmten Werte (208,0 und 204,0) kleiner als die berechneten (208,5 und 204,5). Obwohl hier noch an Ungenauigkeiten der Atomgewichtsbestimmungen zu denken wäre, scheint auch die folgende Deutung nicht unwahrscheinlich zu sein. Aus den obigen Ausführungen folgt unmittelbar, daß das ThD_2, das ein höheres Atomgewicht (208,4) hat als das aus Uran entstehende Blei (206,5), diesem sehr weitgehend ähnlich sein muß. Wenn nun das gewöhnliche Blei eine Mischung dieser zwei wohl nicht leicht zu trennenden Bleisorten darstellt, so wäre die erwähnte Diskrepanz erklärt.

1) Nur durch Atomgewichtsbetrachtungen haben schon Marsden und Darwin geschlossen, daß Wismut wohl das Endprodukt der Thoriumreihe ist. Proc. Roy. Soc. **87**, A, 17, 1912.

1) Nach dieser Auffassung würde das dem RaE entsprechende Bi einer α-Strahlenumwandlung unterliegen, während RaE ja eine β-Strahlenumwandlung zu RaF erleidet. Wenn man aber annimmt, daß bei RaD eine Verzweigung eintritt in folgender Weise:

$$RaD \begin{matrix} \overset{\beta}{\nearrow} RaE_2 \overset{\alpha}{\rightarrow} ? \\ \underset{\beta}{\searrow} RaE \overset{\beta}{\rightarrow} RaF \overset{\alpha}{\rightarrow} \\ \quad 4 \qquad\quad 5 \qquad\quad 5 \qquad\quad 6 \end{matrix},$$

so wird die Analogie wieder hergestellt. Eine solche Annahme ist nun imstande, die bis jetzt vollkommen unverständliche Tatsache zu erklären, daß die Zahl der α-Teilchen des RaF ungefähr doppelt so groß ist, wie die der β-Teilchen des RaE (vgl. Moseley, Proc. Roy. Soc. **87**, A, 230). Man muß nur annehmen, daß die Lebensdauer des RaE_2 nahe der des RaF ist und daß das Verzweigungsverhältnis 1 : 1 ist. Diese Annahme würde auch erklären, weshalb das Polonium sowohl dem Tellur wie dem Wismut ähnlich ist, denn es wäre ja ein Gemisch von RaE_2 (5. Gruppe) und RaF (6. Gruppe). Versuche zur Prüfung dieser Annahme sind im Gange.

2) Vgl. Abeggs Handbuch d. anorg. Chemie III, 1, S. 409.

Bei *Bi* und *Tl* müßte man dann Beimengungen von Produkten mit höherem Atomgewicht (vielleicht weitere Umwandlungsprodukte des Bleis) annehmen[1]).

Eine Frage muß hier noch diskutiert werden, nämlich der genetische Zusammenhang der Aktiniumreihe mit der Uranreihe. Es ist ja außerordentlich wahrscheinlich, daß die Aktiniumreihe eine Abzweigung der Uran-Radium-Poloniumreihe darstellt[2]). Es ist aber immer noch unentschieden, an welcher Stelle der Reihe die Verzweigung eintritt. Nun gehört das Aktinium, wie früher erwähnt wurde, in die zweite oder dritte Gruppe des periodischen Systems. Ist es in der dritten Gruppe, so könnte es aus einem Element der fünften Gruppe durch eine α-Strahlenumwandlung entstehen oder aus einem Element der zweiten Gruppe durch eine β-Strahlenumwandlung. Als erstes käme nur das hypothetische UrX_2 in Betracht. Wenn dieses aber die Muttersubstanz des Aktiniums wäre, so müßte man das Aktinium infolge seiner relativen Kurzlebigkeit[3]) aus Uran oder UrX nach kurzer Zeit erhalten können. Dies ist aber, wie entsprechende Versuche von Soddy zeigten, nicht der Fall. Als ein zweiwertiges Element kommt nur das Radium in Betracht, und die bei ihm nachgewiesenen β-Strahlen könnten ja in der Tat zum Teil einer derartigen Umwandlung angehören. Wir hätten dann die Umwandlungen

$$\underset{4}{Io} \xrightarrow{\alpha} \underset{2}{Ra} \xrightarrow{\beta} \underset{3}{Akt} \xrightarrow{\beta} \underset{4}{Radioakt},$$

welche vollkommen den Umwandlungen

$$\underset{4}{Th} \xrightarrow{\alpha} \underset{2}{Mes\,I} \xrightarrow{\beta} \underset{3}{Mes\,II} \xrightarrow{\beta} \underset{4}{Radioth}$$

entsprechen würden. Ist aber das Aktinium ein Element der zweiten Gruppe, so muß man zunächst die Existenz eines Produktes zwischen ihm und dem Radioaktinium der vierten Gruppe annehmen, um in Übereinstimmung mit unseren Sätzen zu bleiben:

$$\underset{2}{Akt} \xrightarrow{\beta} \underset{3}{?} \xrightarrow{\beta} \underset{4}{Radioakt}.$$

Ein Element der zweiten Gruppe kann nun entweder aus einem der vierten Gruppe durch eine α-Strahlenumwandlung oder aus einem der ersten durch eine β-Strahlenumwandlung entstehen. Als ersteres käme nur Ionium in Betracht und die Umwandlungen

$$\underset{4}{Io} \xrightarrow{\alpha} \underset{2}{Akt} \xrightarrow{\beta} \underset{3}{?} \xrightarrow{\beta} \underset{4}{Radioakt}$$

würden wiederum vollkommen denen der Thoriumreihe entsprechen. Bei der noch möglichen Annahme, daß das hypothetische Alkalimetall RaX die Muttersubstanz des Aktiniums ist, würde die Analogie mit der Thoriumreihe nicht so vollständig sein, sie ist deshalb weniger wahrscheinlich. Wenn also keine neuartige Erscheinungen bei dem Entstehen des Aktiniums auftreten, ist eines der beiden angegebenen Schemata anzunehmen. Das zweite hat den Vorzug, daß es, wie leicht einzusehen ist, für die komplexe Strahlung des Radioaktiniums eine Deutung zuläßt, indem eben seine β-Strahlen dem hypothetischen Zwischenprodukt zukämen. Es wird nicht schwer sein, diese Frage experimentell zu entscheiden. In beiden Fällen würde das Atomgewicht des Aktiniums gleich dem des Radiums sein und unter dieser Voraussetzung sind die entsprechenden Werte der Atomgewichte der Produkte der Aktiniumreihe in der Tabelle S. 138 angegeben. Natürlich besitzen sie nur einen hypothetischen Wert.

Die Idee, daß das periodische System der Elemente einen Ausdruck der Evolution der Materie bildet, ist schon alt. Es gibt auch mehrere Versuche, die radioaktiven Prozesse für die Deutung des periodischen Gesetzes zu benutzen. Der Fortschritt, den die vorliegende Arbeit in dieser Richtung bringt, besteht nun darin, daß durch sie wohl zum ersten Male gezeigt wird, wie man in der Tat durch Berücksichtigung der chemischen Natur der radioaktiven Elemente und ihrer genetischen Zusammenhänge eine Anordnung bekommt, die in allen Punkten den zwei letzten Reihen des periodischen Systems entspricht. Dadurch wird sehr wahrscheinlich gemacht, daß das periodische Gesetz der Ausdruck des periodischen Charakters der radioaktiven Umwandlungen ist.

Es ist klar, daß ein derartiges Resultat manches neue Licht auf viele Fragen des periodischen Systems wirft. Es gelingt in der Tat, auf Grund der neuen Auffassung, ungezwungen viele der bisherigen Schwierigkeiten des periodischen Systems, wie z. B. das Verhalten des Jods und Tellurs, die Stellung der Elemente der seltenen Erden einfach zu deuten und die schon früher beobachteten Regelmäßigkeiten auf eine sichere Grundlage zurückzuführen. Diese Fragen werden demnächst an anderer Stelle besprochen.

Zusammenfassung.

1. Aus einem in der vorherigen Arbeit bewiesenen Satz wird geschlossen, daß eine α-Strahlenumwandlung von einem Übergang von

1) Zur Prüfung dieser Annahme sollen Atomgewichtsbestimmungen von Blei und Wismut ausgeführt werden, die einerseits aus thoriumfreien Uranmineralien, anderseits aus uranfreien Thoriummineralien abgeschieden werden.

2) Vgl. die erwähnte Habilitationsschrift des Verfassers.

3) Vgl. Mme. Curie, Le Radium **8**, 353, 1911.

rechts nach links in einer Horizontalreihe des periodischen Systems begleitet ist. Die Beobachtung von Soddy, daß dabei ein Sprung in die zweitnächste Gruppe eintritt, wird als allgemeingültig angenommen.

2. Auf dieselbe Weise wird für β-Strahlenumwandlungen abgeleitet, daß sie einen Übergang in die nächste höhere Gruppe hervorrufen, also von links nach rechts in einer Horizontalreihe.

3. Auf Grund dieser zwei Sätze konnten alle Radioelemente widerspruchsfrei in die Gruppen des periodischen Systems eingereiht werden.

4. Man erhielt eine Anordnung, die in allen Eigenschaften mit denjenigen übereinstimmt, wie sie für die zwei letzten Reihen des periodischen Systems zu erwarten sind. Dadurch ist es auf sicherem Boden zu zeigen gelungen, daß diese zwei Reihen den Ausdruck der Gesetze der Umwandlungen der Elemente bilden.

Karlsruhe i. B., Physikalisch-chemisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 31. Dezember 1912.)

Über einige zwischen den α-strahlenden radioaktiven Elementen bestehende Beziehungen.

Von Richard Swinne.

1. Zwischen den die α-strahlenden Radioelemente charakterisierenden Atomkonstanten, der Zerfallskonstante λ und der Anfangsgeschwindigkeit der ausgeschleuderten α-Teilchen v_α, besteht eine quantitative Beziehung, die durch mehrere, in ihren Ergebnissen nahezu übereinstimmende Formeln ausgedrückt werden kann.

Von Geiger und Nuttall[1]) ist eine empirische lineare Gleichung zwischen den Logarithmen von λ und v_α aufgestellt; vom Verfasser[2]) desgleichen eine zwischen den Logarithmen von λ und $v_\alpha{}^n$, wobei n am besten gleich 1 gesetzt wird. Die entsprechenden Formeln lauten

$$\log \lambda = A + B \log v_\alpha$$

bzw.

$$\log \lambda = a + b\, v_\alpha{}^n;$$

hierbei sind A und a innerhalb einer radioaktiven Reihe B und b allgemein konstant. Während Geiger und Nuttall in ihrer ersten Arbeit allein die Uranradium- und die Aktiniumreihen betrachteten, versuchte der Verfasser auch die damals vorliegenden Daten für die Thoriumreihe zu verwerten. In ihrer letzten Arbeit haben Geiger und Nuttall neue, zum Teil von den früheren abweichende Werte von v_α für die Thoriumreihe mitgeteilt und im Sinne ihrer Beziehung geprüft. Es zeigt sich nun, daß, im Gegensatz zu früher, der neue Wert der Konstanten A und a für die Thoriumfamilie zwischen den entsprechenden für die beiden anderen Familien liegt.

In Tabelle I sind die experimentell gefundenen Werte von v_α der einzelnen Radioelemente mit den nach den beiden Formeln berechneten Werten verglichen. Die nach Geiger und Nuttall berechnete Vertikale der Tabelle entspricht dem Diagramm (Fig. 4) der letzten Arbeit der Herren; d. h. es ist Radioaktinium als der Regel nicht genügend gehorchend angenommen. Die Werte der Konstanten sind hierbei folgende: B ist gleich 156 in allen drei Reihen, A ist gleich $-43{,}1$ in der U-Reihe, $-44{,}0$ in der Th-Reihe und $-45{,}2$ in der Act-Reihe. Die nach des Verfassers Formel (bei $n = 1$) erhaltenen Werte ergeben sich unter der Voraussetzung, daß Aktinium X (im Gegensatz zu Radioaktinium) mehr herausfällt. Die Konstanten sind in diesem Falle: $b = 42{,}5$, $a = -79{,}5$ (U), $a = -80{,}7$ (Th), $a = -82{,}7$ (Act). Wenn jedoch Aktinium X sich als das der Regel gehorchende Glied erweisen würde, so könnte b nicht allgemein konstant sein, und es würde die Act-Reihe einen die U-Reihe bei ca. Uran 1 schneidenden Verlauf nehmen. Die Formel von Geiger und Nuttall kommt auch in dem vom Verfasser bevorzugten Falle mit einer Konstante B aus (gleich 163 zu nehmen; A ist in diesem Falle für U gleich $-44{,}8$, für Th gleich $-46{,}0$ und für Act gleich $-47{,}5$).

Von Wilson[1]) ist durch einen hypothetischen Ansatz eine weitere Beziehung zwischen λ und v_α aufgestellt worden; unter Berücksichtigung der nach Geiger[2]) vorhandenen Proportionalität zwischen der Anfangsgeschwindigkeit v_α und der Kubikwurzel der Reichweite eines α-Strahls lautet die Formel von Wilson

$$\log \lambda - \log v = k_1 + k_2 v^{-2},$$

hierbei findet Wilson k_1 innerhalb einer Radiofamilie k_2 — allgemein konstant. Prüft man diese Formel an den neuen experimentellen Werten, so erscheinen folgende Werte für die Konstanten als die geeignetsten (falls Radioaktinium etwas herausfällt): U-Reihe: $k_1 = 25{,}3$, $k_2 = -93{,}3$; Th-Reihe: $k_1 = 28{,}0$, $k_2 = -105$; Act-Reihe: $k_1 = 31{,}8$, $k_2 = -122$ (vgl. Ta-

1) H. Geiger und J. M. Nuttall, Phil. Mag. (6) **22**, 617, 1911; **24**, 653, 1912.
2) R. Swinne, Chem.-Ztg. **35**, 1376, 1911; diese Zeitschr. 1 **13**, 14, 912.

1) H. A. Wilson, Phil. Mag. (6) **23**, 981, 1912.
2) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. London A. **83**, 505, 1910.

Tabelle I.

α-strahlendes Radioelement	Anfangsgeschwindigkeit der α-Teilchen			
	experimentell gefunden	berechnet		
	von Geiger u. Nuttall	nach Geiger u. Nuttall	nach Swinne	nach Wilson
Uranium 1	$1{,}47\times10^9\ \frac{cm}{sec}$	$1{,}46\times10^9\ \frac{cm}{sec}$	$1{,}46\times10^9\ \frac{cm}{sec}$	$1{,}48\times10^9\ \frac{cm}{sec}$
Uranium 2	1,54	—	—	—
Ionium	1,56	—	—	—
Radium	1,61	1,60	1,61	1,60
Radiumemanation	1,74	1,73	1,74	1,73
Radium A	1,82	1,82	1,81	1,83
Radium C_2	2,06	—	—	—
Radium F	1,68	1,69	1,70	1,69
Thorium	1,51	1,49	1,50	1,52
Radiothorium	1 70	1,70	1,71	1,70
Thorium X	1,75	1,76	1,77	1,76
Thoremanation	1,85	1,86	1,85	1,86
Thorium A	1,93	1,93	1,92	1,95
Thorium C_1	1,82	1,81	1,81	1,81
Thorium C_2	2,21	—	—	—
Radioaktinium	1,80	1,77	1,80	1,78
Aktinium X	1,77	1,78	1,80	1,78
Aktinemanation	1,93	1,92	1,93	1,92
Aktinium A	2,02	2,02	2,01	2,03
Aktinium C	1,89	1,88	1,89	1,88

belle I [1])). Es erweisen sich also zwei Konstanten mehr nötig als bei den angeführten Formeln, wodurch diese, rein praktisch genommen, einen Vorzug dank ihrer größeren Einfachheit aufweisen.

Der Vergleich der experimentell gefundenen Werte für v_α mit den nach diesen Interpolationsformeln berechneten zeigt, daß alle drei angenähert gleich gute Resultate geben, was in erster Linie durch die kleine Variation von v_α bedingt erscheint. Die relativ größten Abweichungen gibt die Wilsonsche Formel; jedoch kann bei der Aktiniumreihe eine Übereinstimmung zwischen den berechneten und experimentellen Werten bis auf Aktinium X erreicht werden, wenn dieses, und nicht Radioaktinium, abseits gelassen wird. Genauere Bestimmungen der radioaktiven Konstanten für Ionium, Thor, Aktinium X und Radioaktinium werden auf die Brauchbarkeit dieser Formeln neues Licht werfen. Ob die C_2-Elemente mit den größten Werten von v_α hierzu geeignet sind, mag zweifelhaft erscheinen, solange die Abhängigkeit der Interpolationsformelkonstanten von Verzweigungen beim radioaktiven Zerfall nicht klargestellt ist.

2. Während die oben behandelten Gleichungen sich auf Zusammenhänge der α-Strahler je einer Radiofamilie beziehen, konnte der Verfasser[1]) auch auf angenäherte quantitative Beziehungen zwischen analogen α-Strahlern der verschiedenen Familien hinweisen. Es wurden hierbei die Unterschiede der Anfangsgeschwindigkeiten v_α je zweier Radioelemente einer Familie mit den Unterschieden von v_α der korrespondierenden α-Strahler der anderen Familien verglichen. Dabei werden angenäherte übereinstimmende Werte dieser Differenzen allein bei den unteren Gliedern der Radiofamilien konstatiert. Die Neubestimmungen der Reichweiten durch Geiger und Nuttall erfordern eine neue Prüfung der eben erwähnten Regel, welche nun auf weitere α-Strahler ausgedehnt werden kann, so daß allein Uran und Thor nachbleiben.

Gleichzeitig möge diese Beziehung anders formuliert werden: Der Unterschied zwischen der Anfangsgeschwindigkeit v_α eines α-Strahlers einer Radiofamilie und der des analogen α-Strahlers einer anderen Radiofamilie ist für diese zwei Familien angenähert konstant. Es vollzieht sich also der radioaktive Abbau, welcher zu chemisch übereinstimmenden Elementen in den einzelnen radioaktiven Reihen führt[2]), in Sprüngen, die zwar nicht gleich groß in diesen Reihen sind, sich aber durch angenähert konstante Größen unterscheiden. An Stelle von v_α könnte mit ähnlichem Resultat die v_α^2 fast proportionale

1) v_α wird bei Benutzung dieser Konstanten in $10^9\frac{cm}{sec}$ gefunden (bei allen drei Formeln).

1) R. Swinne, diese Zeitschr. **13**, 18, 1912.
2) Vgl. R. Swinne, l. c., S. 21.

Tabelle II.

Δv_α		$\Delta v_\alpha'$	
Radiothorium		Ionium	Radioaktinium
	$0{,}14 \times 10^9 \frac{cm}{sec}$	$-0{,}24 \times 10^9 \frac{cm}{sec}$	
Thorium X		Radium	Aktinium X
	0,14	−0,17	
Thoremanation		Radiumemanation	Aktinemanation
	0,11	−0,18	
Thorium A		Radium A	Aktinium A
	0,11	−0,20	
Thorium C_1		Radium F	Aktinium C
	0,14	−0,21	
Thorium C_2		Radium C_2	—
	0,15		
i. D.	$0{,}13 \times 10^9 \frac{cm}{sec}$	i. D.	$-0{,}20 \times 10^9 \frac{cm}{sec}$

Zerfallsenergie der α-Strahler genommen werden; in diesem Falle würde vielleicht die Berücksichtigung der Energie der β- und γ-Strahlen das Bild reiner hervortreten lassen.

In Tabelle II sind die Unterschiede der Anfangsgeschwindigkeiten der α-Teilchen der *Th*- und der *Ra*-Reihen — Δv_α — und die der *Ra*- und *Act*-Reihen — $\Delta v_\alpha'$ — zusammengestellt. Es fällt das Fehlen des Analogons zu den C_2-Elementen der *Th*- und *Ra*-Reihen in der *Act*-Reihe auf: für dieses wäre für v_α ein Wert von ca. $2{,}27 \times 10^3 \frac{cm}{sec}$ zu erwarten[1]). Ganz wie in der Beziehung zwischen v_α und λ bei Aktinium X und Radioaktinium gewisse Schwierigkeiten auftreten, so ist auch hier dasselbe zu bemerken. Am schärfsten tritt die zwischen der α-Strahlung von Thor C_1 und Aktinium C einerseits und Radium F andererseits bestehende Analogie hervor. Diese Erscheinung veranlaßte den Verfasser, in seiner letzten Mitteilung eine neue Anordnung der untersten Elemente der radioaktiven Niederschläge vorzuschlagen. Durch die sichere Feststellung voneinander ähnlichen Verzweigungen sowohl in der *Ra*-[1]) wie in der *Th*-Reihe[2]) bei den *C*-Elementen und die hierdurch bedingte Annahme eines neuen α-strahlenden Zerfalls in der *Ra*-Reihe[1]) (welcher das Analogon zu dem von ThC_1 und von *ActC* ist), finden die vom Verfasser festgestellten Abnormitäten ihre Aufklärung.

Von den beiden als möglich erachteten Verzweigungsschemata lautet das einfachere:

$$RaB \xrightarrow{\beta} RaC_1 \begin{cases} \xrightarrow{(\alpha)} RaC' \xrightarrow{\beta} ? \\ \xrightarrow{\beta} RaC_2 \xrightarrow{\alpha} RaD \xrightarrow{\beta} RaE \xrightarrow{\beta} RaF \xrightarrow{\alpha} ? \end{cases}$$

$$ThB \xrightarrow{\beta} ThC_1 \begin{cases} \xrightarrow{\alpha} ThD \xrightarrow{\beta} ? \\ \xrightarrow{\beta} ThC_2 \xrightarrow{\alpha} ? \end{cases}$$

$$ActB \xrightarrow{\beta} ActC \begin{cases} \xrightarrow{\alpha} ActD \xrightarrow{\beta} ? \end{cases}$$

Man hätte nun für den α-Strahlungszerfall von RaC_1, wie er von Fajans angenommen wird, einen Wert von v_α zu erwarten, welcher dem von *RaF* sehr nahe kommt, auch die Zerfallskonstante dieses α-Strahlers scheint in Übereinstimmung mit der von *RaF* zu stehen, wenigstens läßt sich das nach dem Untenstehenden erwarten. Dann wäre aber dieselbe numerische Beziehung zwischen λ und v_α in diesen zwei Zweigen der *Ra*-Reihe erfüllt, während bei der wohl auch im Zweigverhältnis zueinander stehenden *U-Ra*-Reihe und *Act*-Reihe die $\log \lambda - v_\alpha$-Funktion numerisch keineswegs übereinstimmt.

Aus der eben behandelten Regel ist im Verein mit der $\log \lambda - v_\alpha$-Funktion des Ver-

1) Über $ActC_2$ vgl. K. Fajans, diese Zeitschr. **13**, 704, 1912.

1) K. Fajans, l. c., S. 699.

2) L. Meitner, diese Zeitschr. **13**, 623, 1912; E. Marsden und C. G. Darwin, Proc. Roy. Soc. London A. **87**, 17, 1912.

fassers leicht der Satz abzuleiten: Die Zerfallskonstanten der analogen α-Strahler der einzelnen Radiofamilien stehen im angenähert konstanten Verhältnis zueinander. Für den Quotienten aus den Werten für λ der *Ra*-Reihe durch λ' der *Act*-Reihe ergibt die Berechnung nach der Formel

$$\log \frac{\lambda}{\lambda'} = (a - a') + b\,(v_a - v_a')$$

den Wert zu $\mathbf{1{,}3 \times 10^{-5}}$.

Direkt bestimmt haben wir dagegen:

Ra zu *Act X*:	$\frac{\lambda}{\lambda'} = 1{,}4 \times 10^{-5}$
Ra Em zu *Act Em*:	1,2
Ra A zu *Act A*:	1,1
Ra F zu *Act C*:	1,1

d. h. i. M. $\mathbf{1{,}2 \times 10^{-5}}$. Für die *Ra*-Reihe im Verhältnis zur *Th*-Reihe ergibt die Berechnung für den λ-Quotienten $\mathbf{4{,}8 \times 10^{-5}}$; die direkt ermittelten Quotientenwerte schwanken stark um so einen Mittelwert, dabei zeigen sie einen gewissen Gang, so daß die Vermutung naheliegt, daß die Konstante C für die *Th*-Reihe mit der für die *U-Ra*-Reihe und die *Act*-Reihe nicht genügend übereinstimmen könnte. Zur Ermittlung der angenäherten Größenordnung der Zerfallskonstanten ist aber dieser λ-Quotientensatz wohl geeignet.

(Eingegangen 18. Januar 1913.)

Über eine Anwendung des Relativitätsprinzips in der Radiochemie.

Von Richard Swinne.

Im Anschluß an das Relativitätsprinzip hat Einstein[1]) der Energie Trägheit zugeschrieben; auch hat er ganz kurz auf die eventuelle Prüfbarkeit dieser Theorie bei Körpern hingewiesen, deren Energieinhalt in hohem Maße veränderlich ist (wie den *Ra*-Salzen). Nach dieser Theorie ist die Masse m abhängig vom Energieinhalt, und zwar ist[2])

$$m = \frac{E_0 + p_0 V_0}{c^2};$$

hierbei bedeuten E_0 den Gehalt an innerer Energie, p_0 den Druck, unter welchem der Körper steht und V_0 das von ihm eingenommene Volumen — alle diese Größen für den Fall, daß die Geschwindigkeit des Körpers gleich o ist; c bedeutet die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum. Für Prozesse, bei welchen die Änderungen von $p_0 V_0$ neben denen von E_0 verschwinden, beträgt dann die Massenänderung Δm angenähert $\Delta E_0/c^2$, wenn ΔE_0 die Änderung des Energieinhalts bedeutet.

Planck berechnete bereits die sich aus der Wärmeentwicklung von Radium in einem Jahre ergebende Massenänderung auf 1 g *Ra* zu 0,012 mg[1]). Man kommt zu noch bedeutend größeren Massenveränderungen, falls die äußersten Glieder von radioaktiven Familien herangezogen werden, und die Rechnung an Grammatomen durchgeführt wird für den Fall, daß die radioaktiven Umwandlungen vollständig verlaufen, d. h. wenn man den Einfluß der radioaktiven Energieänderungen auf die Atomgewichte der Radioelemente einer Familie untersucht.

Die Energieentwicklung von radioaktiven Vorgängen ist gleich der (kinetischen) Energie der ausgeschleuderten Strahlungen, vorausgesetzt, daß sonst im Atom keine Energieänderungen stattfinden. Nun lehrt der Vergleich der gemessenen Wärmeentwicklung von *Ra* (im radioaktiven Gleichgewicht mit den Tochterelementen bis *Ra C* inkl.) mit der ausgestrahlten Energie der α-, β- und γ-Strahlen, daß diese beiden Energiemengen genügend übereinstimmen[2]). Die Messungen der Wärmeentwicklung zeigen weiter, daß in erster Linie die α-strahlenden Radioelemente die größeren Energieänderungen verursachen[3]) (bei *Ra* im Gleichgewicht bis *Ra C* inkl. beträgt die Wärmeentwicklung der $[\beta + \gamma]$ Strahlen 8 Proz. der Gesamtwirkung[4]). Da sich die Energie der $(\beta + \gamma)$-Strahlen aus anderen Größen noch nicht bestimmen läßt und, wie angegeben, den kleineren Bruchteil der Gesamtwirkung ausmacht, so seien fürs erste die Energieänderungen der α-strahlenden Radioelemente betrachtet.

Die kinetische Energie eines Grammatoms von α-Teilchen sei ε, dann ist die gesamte kinetische Energie E, die beim Zerfall eines Grammatoms frei wird, gleich ε, vermehrt um die kinetische Energie eines Grammatoms von Rückstoßatomen, also

$$E = \varepsilon\left(1 + \frac{a}{A}\right),$$

wenn a das Atomgewicht von Helium, A das des Rückstoßatoms bedeutet. Dieser Faktor $(1 + a/A)$ beträgt für die in Betracht kommenden Atome der Uran- und Thoriumfamilien i. D. 1,018. Da das Verhältnis der Anfangs-

1) A. Einstein, Ann. d. Phys. (4) **18**, 639, 1905.
2) M. Planck, Ann. d. Phys. (4) **26**, 27, 1908.

1) l. c., S. 32.
2) St. Meyer und V. F. Hess, Monatshefte f. Chem. **33**, 593, 1912; H. Mache und St. Meyer, diese Zeitschr. **13**, 320, 1912; E. Rutherford, Radioactive Substances, S. 578, Cambridge 1913.
3) A. S. Eve, Phil. Mag. **22**, 551, 1911.
4) E. Rutherford, l. c., S. 581.

Uranradiumreihe			Aktiniumreihe			Thoriumreihe		
α-Strahler	E[C.G.S.]	Δm (G.)	α-Strahler	E[C.G.S.]	Δm (G.)	α-Strahler	E[C.G.S.]	Δm (G.)
Uran 1 . . .	$4{,}39\times10^{18}$	$4{,}88\times10^{-3}$						
Uran 2 . . .	4,82	5,36	Thorium . .	$4{,}63\times10^{18}$	$5{,}15\times10^{-3}$			
Ionium . . .	4,94	5,49	Radiothorium	5,87	6,52	Radioaktin. .	$6{,}59\times10^{18}$	$7{,}32\times10^{-3}$
Radium . . .	5,27	5,85	Thorium X .	6,22	6,91	Aktinium X .	6,37	7,08
Rad.-Emanation	6,16	6,84	Thor.-Emanat.	6,96	7,73	Akt. Emanat.	7,57	8,41
Radium A . .	6,73	7,48	Thorium A .	7,57	8,41	Aktinium A .	8,29	9,22
			Thorium C_1 .	6,73	7,48	Aktinium C .	7,26	8,07
Radium C_2 . .	8,63	9,59	Thorium C_4 .	9,93	11,04			
Radium F . .	5,74	6,37						

geschwindigkeit der α-Teilchen eines α-Strahlers v_a, bezogen auf die Lichtgeschwindigkeit c für die α-Teilchen von 0,049 (bei Uran 1) bis 0,074 (bei Thor C_2), variiert, so kann die kinetische Energie ε mit genügender Annäherung gleich $\frac{1}{2} a v_a^2$ gesetzt werden. Wenn also

$$E = \frac{1}{2} a v_a^2 (1 + a/A)$$

die ganze Energieänderung der Umwandlung eines Grammatoms eines α-Strahlers repräsentiert, so beträgt die hierdurch im Sinne des Relativitätsprinzips bedingte Massenänderung

$$\Delta m = \frac{1}{2} a (v_a/c)^2 (1 + a/A).$$

In der Tabelle sind die nach dieser Formel erhaltenen Werte von E und Δm für alle bekannten α-strahlenden Radioelemente berechnet; für a ist der von Watson[1]) angegebene Wert (= 3,994) eingesetzt, für v_a sind die von Geiger und Nuttall[2]) angegebenen Werte benutzt. Es ergibt sich dann zwischen Uran und dem aus Radium F entstehenden Element ein Energieunterschied zu $4{,}67 \times 10^{19}$ erg, dem eine Massenverminderung von 0,0519 g auf ein Grammatom Uran entspricht, ohne Berücksichtigung der Energie der β- und γ-Strahlen. Nimmt man die letztere zu rund 8 Proz. der Energie der α-Strahlen an (es kommt ja hierbei allein auf einen angenäherten Wert an), so beträgt die Massenänderung 0,056 g auf ein Grammatom Uran beim Abbau bis zum Zerfallprodukt von RaF, also bereits **0,023 Proz.** In der Thoriumreihe ergibt sich E gleich $3{,}80\times10^{19}$ erg und Δm gleich 0,0422 g auf ein Grammatom Thor, ohne Berücksichtigung der β- und γ-Strahlen, falls man den Zweig[3]) bis zum Zerfallprodukt von Thor C_1 nimmt; falls man den anderen Zweig der Zerfallreihe bis zum Zerfallprodukt von Thor C_2 nimmt, beträgt E $4{,}12\times10^{19}$ erg, $\Delta m = 0{,}0458$ g; in der Aktiniumfamilie beträgt (ohne β- und γ-Strahlen) E $3{,}41\times10^{19}$ erg, $\Delta m = 0{,}0401$ g, bis zum Tochterelement von Aktinium C gerechnet.

Dank den relativ hohen Werten dieser im Sinne des Relativitätsprinzips notwendigen Massenverminderungen sind sie bei exakten Vergleichen der Atomgewichte der Radioelemente einer Familie unbedingt in Rechnung zu ziehen. Andererseits könnte man durch sehr exakte Bestimmungen der Atomgewichte der genügend weit voneinander abstehenden Radioelemente einer Reihe diese Folgerung des Relativitätsprinzips experimentell prüfen. Die jetzt vorliegenden Werte der Atomgewichte von Elementen, wie Uran, Radium, Niton oder Blei (falls dieses das entsprechende Tochterelement von Polonium (RaF) ist) genügen den hier gestellten Ansprüchen — genaue Bestimmung der zweiten Dezimale — keineswegs[1]).

Das Resultat der obigen Berechnungen wirft auch neues Licht auf die Frage nach der Berechtigung der Proutschen Hypothese und der allgemeinen Radioaktivität der Elemente. Von Rydberg[2]) ist darauf hingewiesen worden, daß sich die kleineren Atomgewichte den ganzen Vielfachen vom Atomgewicht von Wasserstoff in einem Grade nähern, der nicht zufällig sein kann. Auch lassen sich die auf ganze Einheiten abgerundeten kleineren Atomgewichte durch Gleichungen von der Form $4n$ bzw. $(4n - 1)$ darstellen, wo n eine beliebige ganze Zahl ist. Die Abweichungen der wirklichen Atomgewichte gegenüber den geraden Vielfachen $4n$ und $(4n - 1)$ sind periodische Funktionen von n. Die neueren exakten Atomgewichtsbestimmungen haben nun diese Abweichungen von den ganzen Vielfachen im

1) H. E. Watson, Journ. Chem. Soc. **97**, 832, 1910.
2) H. Geiger und S. M. Nuttall, Phil. Mag. **24**, 653, 1912.
3) Vgl. L. Meitner, diese Zeitschr. **13**, 623, 1912; E. Marsden und C. G. Darwin, Proc. Roy. Soc. London A. **87**, 17, 1912.

1) Vgl. R. W. Gray und W. Ramsay, Jahrb. d. Rad. u. El. **9**, 489, 1912.
2) J. R. Rydberg, Zeitschr. f. anorg. Chem. **44**, 69, 79, 92, 1897.

Vergleich mit früher kleiner werden lassen[1]). Die Erkenntnis der α-Teilchen als Heliumatome verlangt bei Annahme einer allgemeinen Radioaktivität der Elemente Unterschiede zwischen den Atomgewichten von der Größe 4 [2]). Das Auftreten zweier, voneinander unabhängiger Familien von Radioelementen (Uran mit Radium und Aktinium einerseits, Thor andererseits) läßt auch das Vorhandensein der zwei Reihen $4n$ und $(4n - 1)$ verständlicher erscheinen.

Die genaueste Atomgewichtsbestimmung von Helium ergab den Wert 3,994 (Watson); nehmen wir dementsprechend einen Unterschied gegen 4,000 zu 0,006 an, so hätten beim Übergang zu immer höheren Atomgewichten (also größeren Werten von n) die Abweichungen gegen die ganzen Zahlen immer größer zu werden und würden bei einem Wert von n gleich 60 bereits 0,360 betragen. Zieht man nun die vom Relativitätsprinzip geforderte Trägheit der Energie heran, so wird das Bild verwischter. Man könnte im Sinne der allgemeinen Radioaktivität der Elemente Massendefekte beim Abbau der Elemente bei den sonstigen Elementen von derselben Größenordnung annehmen, wie sie bei den α-Strahlern zu erwarten sind; dann wäre der Austritt eines Heliumatoms mit einer Massenverminderung von durchschnittlich 0,007 g verknüpft. Baut man nun um 60 Heliumatome ab, so hätte das Massenäquivalent der Energieausscheidung rund 0,42 g zu betragen, so daß eine gewisse Kompensation zu erwarten wäre gegenüber der durch den genauen Wert des Atomgewichts von Helium bedingten Abweichung von den ganzen Zahlen. Nun schwanken die Massendefekte bei den einzelnen α-Strahlern zwischen 0,005 und 0,011 g auf ein Grammatom und zeigen dabei einen übereinstimmenden Gang in den verschiedenen Radiofamilien mit der Veränderung der chemischen Eigenschaften der entstehenden Elemente, analog dem Gang von v_α [2] [3]). Dementsprechend könnte man auch keine gleichen Unterschiede zwischen den sonstigen Atomgewichten erwarten; vielmehr hätten wohl diese Unterschiede einen periodischen Gang zu zeigen. Mit diesen Folgerungen steht im Einklang, daß die Abweichungen der (wahren) Atomgewichte von den ganzen Vielfachen $4n$ und $(4n - 1)$ mit Ansteigen des Atomgewichtswertes im allgemeinen zunehmen, wie auch, daß (nach Rydberg) diese Unterschiede einen periodischen Gang zeigen. Weitere Abweichungen von den ganzen Vielfachen wären nach dem Relativitätsprinzip bedingt, wenn außer der ausgestrahlten Energie die Neuordnung der Atome Energie von genügend hoher Größenordnung (in Form von Wärme) verbrauchen oder entwickeln würde. Die bisher vorliegenden Messungen scheinen diese Möglichkeit (bei den α-Strahlern wenigstens) zu verneinen, wenigstens soweit dieselbe Größenordnung in Betracht kommt, wie sie die Energie der α-Strahlen vorstellt. Die hierdurch bedingten Massenänderungen könnten ja wohl ein positives wie auch ein negatives Vorzeichen aufweisen und dadurch eine weitere Mannigfaltigkeit von $4n$ bzw. $(4n - 1)$ bedingen.

Die sicher festgestellten Verzweigungen der Zerfallreihen bei Uran, Radium C und Thor C führen zu Elementen von (nach dem Relativitätsprinzip) in der dritten Dezimale verschiedenem Atomgewicht und chemisch ähnlichen Eigenschaften. Wird nun der Massenunterschied durch Passieren einer größeren Reihe von Zwischenstufen verstärkt und die chemische Übereinstimmung abgeschwächt, so könnten solche Zwillingselemente wie Kobalt und Nickel resultieren; ähnliche Erscheinungen könnten auch zu Elementen führen, wie sie vielfach in den seltenen Erden vorliegen.

Wenngleich bei Annahme von Energieänderungen von der, die α-Strahler nicht überschreitenden Größenordnung alle vorhandenen Abweichungen der Atomgewichte von den ganzen Vielfachen $4n$ und $(4n - 1)$ nicht erklärt werden können, trifft dieses doch für die kleineren Abweichungen zu. Ob die großen Abweichungen auf Energieänderungen von höherer Größenordnung zurückgeführt werden können, mag dahingestellt bleiben. Immerhin kann es wohl als sehr erwünscht bezeichnet werden, durch sehr exakte Bestimmungen der Wärmeentwicklung, der Energie der ausgeschleuderten Strahlungen und der Atomgewichte der einzelnen radioaktiven Elemente und ihrer Zerfallprodukte die Grundlagen der obigen, sehr weitgehenden und stark ungewissen Extrapolationen zu prüfen[1]).

1) Mitgeteilt am 16. September 1912 im Naturforscherverein zu Riga. Ende Oktober 1912 konnte der Verfasser in Berlin feststellen, daß von Herrn E. Regener wesentlich übereinstimmende, nicht publizierte Betrachtungen angestellt worden waren.

Tübingen, den 14. Januar 1913.

(Eingegangen 18. Januar 1913.)

1) Th. Wulf, diese Zeitschr. **12**, 499, 1911; A. van den Broek, diese Zeitschr. **14**, 36, 1913.

2) A. van den Broek, Ann. d. Phys. (4) **23**, 199, 1907; Th. Wulf, l. c.

3) R. Swinne, diese Zeitschr. **13**, 18, 1912.

Über den Zusammenhang zwischen Molekulargewicht und Turbulenzreibungskonstante.

Von Walther Sorkau.

Für den Durchgang eines bestimmten Volumens V einer Flüssigkeit durch ein Kapillar-

rohr vom Radius r und der Länge l in der Zeit t und dem Druck p haben Hagen (1839) und Poiseuille (1843) experimentell den Ausdruck

$$V = C\frac{p \cdot t \cdot r^4}{l}$$

gefunden; in ihm bedeutet C einen Proportionalitätsfaktor, der von der Temperatur und der chemischen Natur der durchgedrückten Flüssigkeit gemeinsam bedingt wird.

Theoretische Erwägungen haben später Stokes (1847) zur Formel

$$V = \frac{p \cdot t \cdot \pi \cdot r^4}{8 \cdot \eta \cdot l}$$

geführt, in welcher unter η die innere Reibung der Moleküle zu verstehen ist. Versuche, den Einfluß in einer Formel festzulegen, den sowohl Temperatur wie Flüssigkeitsnatur gesondert auf der Reibungskonstante η bzw. auf $C = \frac{\pi}{8 \cdot \eta}$ ausüben, können bis heute als erfolglos angesehen werden.

Wird der Druck über ein bestimmtes Maß hinaus gesteigert, so verliert das Hagen-Poiseuillesche Gesetz allmählich seine Gültigkeit, und man gelangt zu einer neuen Strömungsart; diese, gemeinhin als turbulente oder hydraulische Strömung bezeichnet, wurde zuerst von Hagen (1854) beobachtet und beschrieben. Es ist mir vor kurzem[1]) gelungen, für ihr oberes Ende ein Gesetz

$$t = C\frac{V}{p^n \cdot e^{\frac{\Theta}{273}}}$$

experimentell abzuleiten; da der für n gefundene Wert 0,658 beträgt, also nahezu gleich $\frac{2}{3}$ ist, so könnte man ohne größeren Fehler auch

$$t = C\frac{V}{\sqrt[3]{p^2} \cdot e^{\frac{\Theta}{273}}}$$

schreiben. Die Konstante C umfaßt den Einfluß der Kapillardimensionen und der chemischen Natur der Flüssigkeiten, ist aber im Gegensatz zur Hagen-Poiseuilleschen Reibungskonstante frei vom Temperatureinfluß.

Bei ganz hohen Drucken wird schließlich, wie ich bereits 1910 auf dem wissenschaftlichen amerikanischen Kongreß in Buenos Aires und später in dieser Zeitschrift[2]) gezeigt habe, die turbulente Strömung durch eine anders geartete ersetzt; sie gehorcht der Gleichung

$$t = C\frac{V \cdot \sqrt{D}}{\sqrt{p}},$$

worin D die Dichte der Flüssigkeit und C eine Konstante bedeutet, die von den Kapillardimensionen bedingt, von der Temperatur aber so gut wie unabhängig ist. Wir können sie, wenn wir uns eine von Professor Mie-Greifswald herrührende Auffassung zu eigen machen, als Durchgang eines starren Flüssigkeitsfadens ohne innere Reibung unter Bildung von Totwasser an der Kapillarwandung auffassen und wollen sie daher in Zukunft als reibungslosen Durchgang bezeichnen.

Ein Vergleich der für Azeton, Äthylazetat und Chloroform gefundenen Turbulenzreibungskonstanten hatte auf eine Abhängigkeit zwischen diesen und den entsprechenden Molekulargewichten hingewiesen; es wollte scheinen, als ob man mit einer Formel

$$C = a \cdot M^n$$

rechnen dürfte. Um die vermutete wichtige Beziehung außer jeden Zweifel zu stellen, habe ich meine Messungen auf die sehr sorgfältig gereinigten Ester Propylazetat, Butylazetat und Methylpropionat ausgedehnt. Es wurde mit demselben Apparat und nach derselben Methode gearbeitet, die bisher von mir angewendet wurden; eine ausführliche Beschreibung derselben befindet sich in meiner Dissertation (erschienen bei S. Hirzel in Leipzig).

Tabelle 1.

Temperatur: 15° C. Substanz: Propylazetat.

p	t	p	t	p	t
2,629	22,4	2,140	26,7	1,126	40,8
2,624	22,4	2,105	27,4	1,056	42,65
2,616	22,3	2,102	27,4	0,9836	45,1
2,567	22,5	2,014	27,9	0,9184	46,9
2,500	22,7	1,931	29,2	0,8545	49,2
2,495	22,7	1,855	29,55	0,7975	51,7
2,461	22,9	1,801	30,1	0,7404	54,2
2,453	22,6	1,742	30,7	0,6860	57,2
2,411	22,9	1,709	31,2	0,6357	60,2
2,347	22,8	1,635	32,2	0,5841	63,6
2,313	23,2	1,602	32,6	0,5386	67,5
2,279	23,3	1,556	33,6	0,4964	71,4
2,272	23,8	1,472	34,45	0,4489	76,5
2,246	23,6	1,402	35,4	0,4095	81,9
2,208	23,6	1,337	36,5	0,3714	87,8
2,197	26,1	1,276	37,65	0,3747	94,1
2,185	26,5	1,205	39,1	0,3014	101,7
2,167	26,6	1,198	39,4	0,2684	110,6

1) Diese Zeitschr. **13**, 805—820, 1912 und Anales de la Sociedad Científica Argentina **74**, 81—125.

2) Diese Zeitschr. **12**, 582—595, 1911 und Anales de la Sociedad Científica Argentina **73**, 237—291.

Tabelle 2.

Temperatur: 25° C. Substanz: Propylazetat.

p	t	p	t	p	t
2,627	22,0	1,773	26,2	1,024	41,5
2,569	23,1	1,771	29,0	0,9758	42,7
2,502	23,1	1,765	29,0	0,9330	44,1
2,448	23,2	1,760	29,0	0,8758	46,1
2,443	22,6	1,750	26,45	0,8214	47,9
2,409	23,05	1,726	29,6	0,7752	49,8
2,338	23,8	1,711	29,75	0,7276	52,05
2,328	22,7	1,648	30,35	0,6800	54,6
2,233	24,1	1,587	31,1	0,6351	57,0
2,152	24,05	1,531	31,7	0,5909	59,6
2,075	24,8	1,471	32,75	0,5488	62,8
2,001	25,1	1,410	33,55	0,5093	66,1
1,930	25,4	1,346	34,6	0,4678	69,8
1,866	25,9	1,288	35,8	0,4238	74,0
1,861	25,8	1,228	36,7	0,3985	78,6
1,829	26,2	1,179	37,8	0,3645	83,5
1,803	25,9	1,125	39,0	0,3305	88,8
1,795	25,9	1,073	40,4	0,2992	95,6

Tabelle 3.

Temperatur: 35° C. Substanz: Propylazetat.

p	t	p	t	p	t
2,659	20,4	1,843	25,9	1,197	35.95
2,645	20,6	1,769	26,9	1,175	36,2
2,626	21,0	1,696	26,0	1,155	36,9
2,589	20,8	1,646	27,4	1,114	37,5
2,561	21.3	1,606	27.9	1,057	38,95
2,542	21,6	1,564	28,6	0,9969	40,3
2,501	21,05	1,535	28,2	0,9452	42,0
2,494	21,1	1,507	28,6	0,9098	42,9
2,473	22,85	1,455	28,8	0,8500	44,9
2,452	22,0	1,442	29 4	0,7868	47.4
2,391	23,6	1,427	28,9	0,7412	49,1
2,380	21,45	1,384	31,6	0 6929	51,3
2,349	23,8	1,360	30,2	0 6453	53,7
2,298	22,1	1 355	29,4	0,6032	56,3
2,274	21,9	1,326	32,8	0,5624	59,2
2,237	24,3	1,311	30,5	0,5229	62,0
2,217	22,9	1,306	34,0	0,4800	65,6
2,164	23,7	1,299	34,1	0,4461	69,3
2,145	24,9	1,287	34,2	0,4107	73 0
2,131	24,8	1,261	34,8	0,3781	77.3
2.066	25,45	1,235	35.2	0,3142	87,2
1,979	25,6	1,219	35,5		
1,908	25,9	1,204	35,8		

Tabelle 4.

Temperatur: 20° C. Substanz: Butylazetat.

p	t	p	t	p	t
2,738	21,2	1,847	29,9	0,7004	57.2
2,697	21,2	1,775	30,8	0,6419	60,8
2,638	21,4	1,704	31,5	0 5984	63,6
2,604	22,0	1,623	32,6	0,5433	68,0
2,600	21,7	1,563	33,4	0,4821	74,2
2,589	21,5	1,479	34,6	0,4325	79,9
2,585	21,7	1,406	35,7	0,3822	87,8
2,561	22,5	1,342	36,8	0,3468	93,8
2,557	21,8	1,272	38,1	0,3128	100,9
2,532	24,5	1,213	39.3	0,2829	109,9
2,509	24,7	1,156	40.6	0,2536	119,2
2,414	25,3	1,093	42,0	0,2230	130,8
2,315	25,9	1,031	43,7	0,1958	145,1
2,229	26,5	0,9724	45,65	0,1564	174,2
2,146	27,2	0,9160	47.3	0,1306	202,0
2,069	27,8	0,8609	49,5	0,0966	262,8
1,994	28,5	0,8092	51,8		
1,922	29,1	0,7466	54,5		

Tabelle 5.

Temperatur: 30° C. Substanz: Butylazetat.

p	t	p	t	p	t
2,765	21,7	1,911	27,1	1,138	39,5
2,727	22,2	1,901	28,2	1,091	40,2
2,723	21,6	1,890	28.3	1,031	41.7
2,655	22,0	1,862	28,6	0,9751	43.5
2,600	22,5	1,832	28,8	0,9207	45.4
2,549	22,65	1,822	28,95	0,8663	47,0
2,462	22,8	1,798	29.2	0'8146	48,8
2,379	23,1	1,741	29,7	0,7684	51,0
2,295	23,25	1,681	30,5	0,7086	53,8
2,221	23,5	1,624	31,1	0,6657	56,3
2,128	24,3	1,564	31,9	0,6222	58,8
2,051	24,4	1,504	32,7	0,5807	61,6
2,016	24,9	1,448	33,8	0,5392	64,7
1,983	25,4	1,395	34,5	0,4923	69,0
1,969	25,6	1,341	35,25	0.4488	73,6
1,946	24,9	1,285	36,4	0,4134	77,1
1,933	25,5	1,238	37,1		
1,917	27,9	1,186	38,3		

Tabelle 6.

Temperatur: 40° C. Substanz: Butylazetat.

p	t	p	t	p	t
2,780	19,8	1,899	25,4	1,176	36,7
2,743	20,0	1,822	26,3	1,115	38,2
2,735	20,0	1,731	26,8	1,047	39,7
2,689	20,5	1,667	27,1	0,9901	41,2
2,652	20,4	1,603	28,2	0,9275	42,9
2,606	20,6	1,564	27,7	0,8786	44,7
2,570	22.7	1,540	27,5	0,8289	46,4
2,543	22,7	1,522	30,3	0,7813	48,2
2,468	21.3	1,522	28,2	0,7269	50,5
2,422	23,6	1,516	28,6	0,6712	53,5
2,387	23,3	1,514	28,1	0,6222	56,2
2,339	23,6	1,503	31,5	0,5658	59,8
2,290	22,4	1,495	30,7	0,5086	64,2
2,251	24,5	1,476	31,7	0,4529	69,7
2,198	24,0	1,438	32,2	0,4080	74,8
2,130	24,4	1,378	33,3	0,3618	81,2
2,058	25,0	1,311	34,4		
1,987	25,7	1,248	35,6		

Tabelle 7.

Temperatur: 20° C. Substanz: Methylpropionat.

p	t	p	t	p	t
2,704	21,4	1,601	28,9	0,9697	40,2
2,572	21,6	1,539	28,9	0,9445	41,0
2,484	21,7	1,468	29,6	0,8874	42,6
2,421	22,2	1,405	29,8	0,8302	44,7
2,346	22,7	1,326	31.4	0,7676	47,0
2,250	23,2	1,278	31,6	0,7132	49,4
2,176	23,8	1,222	32,8	0,6710	51,3
2,102	23,6	1,157	33.4	0,6283	53,6
2,012	24,1	1,098	34,6	0,5882	55,8
1,941	24,8	1,071	34,9	0,5494	58,6
1,873	25,0	1,067	34,9	0,5107	61,4
1,826	27,2	1,050	35,5	0,4590	65,8
1,793	25,6	1,044	34,6	0,4250	69,2
1,762	27,7	1,044	35,1	0,3828	74,2
1,748	27,8	1,034	37,2	0,3386	80,7
1,741	26,5	1,025	38,9	0,2822	91,0
1,725	27,4	1,012	39,1	0,2489	99,2
1,664	27,8	0,9962	39,6	0,2081	112,4

Tabelle 8.

Temperatur: 30° C. Substanz: Methylpropionat.

p	t	p	t	p	t
2,716	21,4	1,463	30,7	0,8527	39,2
2,623	21,6	1,401	29,9	0,8493	42,2
2,607	21,9	1,341	29,9	0,8432	39,0
2,519	21,8	1,281	29,9	0,8364	42,3
2,423	22,7	1,225	31,5	0,8242	43,0
2,331	23,1	1,171	32,2	9,8174	43,2
2,249	23,0	1,124	33,8	0,7990	44,0
2,175	23,8	1,106	35,2	0,7670	45,2
2,103	24,0	1,065	35,1	0,7235	47,0
2,045	24,6	1,009	35,8	0,6800	49,0
1,969	24,6	0,9642	37,5	0,6406	50,9
1,943	25,4	0,9642	36,7	0,5902	53,7
1,873	25,5	0,9425	37,2	0,5426	56,6
1,806	26,1	0,9112	37,8	0,5059	59,4
1,748	26,1	0,8854	38,4	0,4685	62,4
1,692	26,6	0,8854	39,3	0,4685	62,4
1,618	26,6	0,8826	37,5	0,3910	70,3
1,584	28,4	0,8718	39,5	0,3461	76,1
1,560	28,1	0,8704	39,0	0,3006	83,7
1,529	27,5	0,8690	38,0	0,2618	91,9
1,491	29,1	0,8629	40,2	0,2230	102,4

Wie man sich durch die graphische Darstellung der Beobachtungen im logarithmischen Druck-Geschwindigkeits-Koordinatensystem leicht überzeugen kann, wurde bei allen drei Flüssigkeiten nicht nur die turbulente Strömung, sondern auch der reibungslose Durchfluß stets realisiert; da die neuen Kurven sich von den bereits publizierten nicht wesentlich unterscheiden, so habe ich von ihrer Wiedergabe Abstand genommen.

Die Ausgleichsrechnung ergab für das Gebiet zweifelloser Turbulenz das nachfolgende Resultat:

I. Propylazetat.

Temp.	Gleichungen	Anzahl d. Beobachtungen	Mittlerer Fehler in Sekunden
15°	$-\log t = -1{,}6454 + 0{,}658 \cdot \log p$	31	$\pm 0{,}2$
25°	$-\log t = -1{,}6251 + 0{,}658 \cdot \log p$	29	$\pm 0{,}1$
35°	$-\log t = -1{,}6034 + 0{,}658 \cdot \log p$	24	$\pm 0{,}1$

Die drei Gleichungen lassen sich auf die allgemeine Form

$$t_{\text{Propylazetat}} = \frac{125{,}8}{p^{0{,}658} \cdot e^{\frac{\Theta}{273}}}$$

bringen; die Abweichungen sind gering, wie ein Vergleich der Durchflußzeiten beim Druck von 1 kg pro cm² zeigt.

Temp.	t gefunden	t berechnet	Differenz in Sekunden	Differenz in Prozenten
15°	44,2	43,85	+0,35	0,8
25°	42,2	42,25	−0,05	0,1
35°	40,4	40,7	−0,30	0,7

II. Butylazetat.

Temp.	Gleichungen	Anzahl d. Beobachtungen	Mittlerer Fehler in Sekunden
20°	$-\log t = -1{,}6513 + 0{,}658 \cdot \log p$	27	$\pm 0{,}15$
30°	$-\log t = -1{,}6324 + 0{,}658 \cdot \log p$	31	$\pm 0{,}15$
40	$-\log t = -1{,}6128 + 0{,}658 \cdot \log p$	19	$\pm 0{,}15$

Durch Zusammenfassung gelangt man zur allgemeinen Gleichung

$$t_{\text{Butylazetat}} = \frac{130{,}2}{p^{0{,}658} \cdot e^{\frac{\Theta}{273}}},$$

durch welche, wie die nachfolgende Zusammenstellung beweist, die Beobachtungen hinreichend genau wiedergegeben werden.

$p = 1$ kg pro cm².

Temp.	t gefunden	t berechnet	Differenz in Sekunden	Differenz in Prozenten
20°	44,8	44,5	+0,30	0,7
30°	42,9	42,9	0,00	0,0
40°	41,0	41,35	−0,35	0,8

III. Methylpropionat.

Temp.	Gleichungen	Anzahl d. Beobachtungen	Mittlerer Fehler in Sekunden
20°	$-\log t = -1{,}5962 + 0{,}658 \cdot \log p$	19	$\pm 0{,}1$
30°	$-\log t = -1{,}5787 + 0{,}658 \cdot \log p$	18	$\pm 0{,}15$

Beide Gleichungen sind Einzelfälle der allgemeinen Gleichung

$$t_{\text{Methylpropionat}} = \frac{115{,}2}{p^{0{,}658} \cdot e^{\frac{\Theta}{273}}}.$$

Die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung ist befriedigend, wie sich beim Vergleich für den Druck von 1 kg pro cm² ergibt:

Temp.	t gefunden	t berechnet	Differenz in Sekunden	Differenz in Prozenten
20°	39,5	39,4	+0,1	0,25
30°	37,9	38,0	−0,1	0,26

Setzt man die erhaltenen Turbulenzreibungskonstanten

$$C_{\text{Äthylazetat}} = 114{,}3,$$
$$C_{\text{Methylpropionat}} = 115{,}2,$$
$$C_{\text{Propylazetat}} = 125{,}8,$$
$$C_{\text{Butylazetat}} = 130{,}2$$

in Beziehung zu den Molekulargewichten der untersuchten Flüssigkeiten, so gelangt man durch Ausgleichung zu der einfachen Formel

$$C = 12{,}25 \cdot \sqrt{M}.$$

Man kann mit ihr die Konstanten hinreichend genau berechnen, wie die nachstehende Tabelle zeigt:

Substanz	M.-G.	Reibungskonstante C gef.	Reibungskonstante C ber.	$C_{gef.} - C_{ber.}$	Differenz in Prozenten
Äthylazetat	88,1	114,3	115,0	−0,7	0,6
Methylpropionat	88,1	115,2	115,0	+0,2	0,2
Propylazetat	102,0	125,8	123,7	+2,1	1,7
Butylazetat	116,1	130,2	132,0	−1,8	1,4

Ob diese so einfache Gesetzmäßigkeit, die dem Bunsenschen Ausströmungsgesetz für Gase entspricht, auf bestimmte Körperklassen beschränkt bleibt, oder ob wir es hier mit einer kolligativen Eigenschaft der Materie zu tun haben, wird sich aus weiteren Messungen, die ich zusammen mit Herrn Trifón Ugarte in Buenos Aires begonnen habe, wohl bald ergeben. Jedenfalls spricht der Umstand, daß die Ausflußzeiten für die beiden Ester Äthylazetat und Methylpropionat fast gleich sind, sicherlich dafür, daß ein Isomerismus, der den Charakter der Flüssigkeit ungeändert läßt, auf den Betrag der Turbulenzreibung ohne nennenswerten Einfluß ist. Wahrscheinlich wird die neue Beziehung zur Bestimmung des Assoziationsgrades assoziierter Flüssigkeiten einmal wertvolle Dienste leisten.

Für die Diskontinuitätskurve hatte ich im vergangenen Jahre die allgemeine Gleichung

$$t = 41{,}1 \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{p}}$$

abgeleitet; die neuen Messungen haben ihre Richtigkeit bestätigt.

Die nachfolgende Tabelle enthält die Diskontinuitätskoordinaten:

Substanz	Temp.	$\log p$	$\log t$ gefunden	$\log t$ berechnet
Propylazetat	15°	+0,3419	−1,4166	−1,4157
	25°	+0,2481	−1,4624	−1,4616
	35°	+0,1157	−1,5315	−1,5328
Butylazetat	20°	+0,4035	−1,3892	−1,3856
	30°	+0,2826	−1,4456	−1,4464
	40°	+0,1770	−1,4983	−1,4962
Methylpropionat	20°	+0,0103	−1,5899	−1,5894
	30°	−0,0709	−1,6253	−1,6253

Die Ausgleichsrechnung führte zu den folgenden Gleichungen:

$$t_{\text{Propylazetat}} = \frac{38{,}71}{\sqrt{p}}$$

(mittlerer Fehler: ±0,18 Sek.),

$$t_{\text{Butylazetat}} = \frac{38{,}60}{\sqrt{p}}$$

(mittlerer Fehler: ±0,11 Sek.),

$$t_{\text{Methylpropionat}} = \frac{39{,}12}{\sqrt{p}}$$

(mittlerer Fehler: ±0,23 Sek.).

Setzt man in die allgemeine Gleichung für D nacheinander die Beilstein entnommenen Werte 0,899, 0,882 und 0,915 (für 15° interpoliert) ein, so erhält man

$$t_{\text{Propylazetat}} = \frac{38{,}97}{\sqrt{p}},$$

$$t_{\text{Butylazetat}} = \frac{38{,}63}{\sqrt{p}},$$

$$t_{\text{Methylpropionat}} = \frac{39{,}33}{\sqrt{p}}.$$

Die Abweichungen bleiben innerhalb der Fehlergrenzen.

Die Ausgleichung der Beobachtungen, die dem Gebiete des reibungslosen Durchflusses angehören, führte zu der folgenden Tabelle:

Substanz	Gleichungen	Anzahl d. Beobachtungen
Propylazetat	$-\log t = -1{,}5308 + 0{,}5 \cdot \log p$	19
Butylazetat	$-\log t = -1{,}5240 + 0{,}5 \cdot \log p$	8
Methylpropionat	$-\log t = -1{,}5419 + 0{,}5 \cdot \log p$	21

Die drei in Exponentialform geschriebenen Gleichungen

$$t_{\text{Propylazetat}} = \frac{33{,}95}{\sqrt{p}},$$

$$t_{\text{Butylazetat}} = \frac{33{,}42}{\sqrt{p}},$$

$$t_{\text{Methylpropionat}} = \frac{34{,}83}{\sqrt{p}}$$

müssen Spezialfälle der aus älteren Messungen abgeleiteten allgemeinen Gleichung

$$t = 36{,}05 \frac{\sqrt{D}}{\sqrt{p}}$$

sein; wie die nachfolgende Zusammenstellung zeigt, ist die Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung befriedigend.

Substanz	Konstante C gef.	Konstante C ber.	Differenz in Sekunden	Differenz in Prozenten
Propylazetat	33,95	34,18	+0,23	0,67
Butylazetat	33,42	33,85	−0,43	1,27
Methylpropionat	34,83	34,5	+0,33	0,96

Die Reihenfolge der Durchflußgeschwindigkeiten für die bisher untersuchten vier Ester stellt sich nunmehr wie folgt:

A. Gebiet des reibungslosen Durchflusses:
Butylazetat (33,4),
Propylazetat (34,0),
Äthylazetat (34,6),
Methylpropionat (34,8).

B. Gebiet der Hagenschen Turbulenz:
Äthylazetat (114,3),
Methylpropionat (115,2),
Propylazetat (125,8),
Butylazetat (130,2).

Die Reihenfolge der Durchflußgeschwindigkeiten kehrt sich also beim Übergange von der Hagenschen Turbulenzströmung zum reibungslosen Durchflusse für die drei Essigester um.

Eine ähnliche Erscheinung hatten bereits Bose und Rauert für die Flüssigkeiten Chloroform, Wasser und Alkohol beobachtet, doch war es ihnen nicht möglich, das sonderbare Phänomen zu deuten[1]). Heute, wo wir wissen, daß es sich um zwei ganz verschieden geartete Strömungsweisen handelt, von denen die eine sich als Funktion des Molekulargewichts, die andere als eine solche der Dichte erwies, hat die Erscheinung, da die Flüssigkeit mit dem größeren Molekulargewicht nicht auch immer die dichtere ist, nichts von einer Anomalie mehr an sich. Die eigenartige Kapillare in dem von Bose-Rauert benutzten Reibungsapparat war schuld daran, daß sich der Übergang aus der einen Strömungsart in die andere nicht scharf hervorhob; die Folge waren jene eigenartig gestalteten Kurven, die durch Gleichungen dritten Grades wiederzugeben Frau M. Bose auf Veranlassung ihres Mannes sich so eifrig bemüht hat. Daß Wasser und Alkohol in der Hagenschen Turbulenzströmung zähflüssiger als das hochmolekulare Chloroform sind, dürfte sich durch die starke Assoziation dieser Flüssigkeiten erklären. Ich habe die Messungen am Wasser und den Alkoholen wieder aufgenommen und hoffe in einigen Tagen die Arbeit über das Wasser rechnerisch zum Abschluß zu bringen; ich will hier nur so viel vorwegnehmen, daß Wasser sich ausgezeichnet mit $D = 1$ in die Formel für den reibungslosen Durchfluß einfügt, und daß man ungefähr mit einem Molekül $(H_2O)_8$ rechnen muß, um eine Übereinstimmung zwischen Beobachtung und Berechnung für die Hagensche Turbulenz zu erzielen, immer unter der Voraussetzung, daß die abgeleitete Proportionalität zwischen Reibungskonstante und der Wurzel der Molekulargewichte eine kolligative Eigenschaft ist. Daß Herr Jacques Duclaux[1]) auf Grund der Änderung des Ausdehnungskoeffizienten des Wassers zu einer ähnlichen Molekularformel für flüssiges Wasser kommt, möchte ich hier nur hinweisend bemerken.

1) Herr Prof. Mie-Greifswald, dem ich das Manuskript dieser Arbeit zur Einsicht übersandt habe, macht mich darauf aufmerksam, daß Herr v. Kármán-Aachen in dieser Zeitschrift **12**, 283, 1911 zu den Bose-Rauertschen Messungen Stellung genommen und das auffallende Verhalten der drei genannten Flüssigkeiten durch seine Dimensionsformel befriedigend erklärt hat.

1) Jacques Duclaux, La constitution de l'eau, Journ. de Chimie Physique **10**, 73—109.

Buenos Aires, Chemische Abteilung am Instituto Nacional del Profesorado Secundario. 24. Oktober 1912.

(Eingegangen 7. Januar 1913.)

Der gegenwärtige Stand der Temperaturskala.

Von George K. Burgeß.

In den letztverflossenen Jahren hat man erhebliche Fortschritte im Ausbau der Temperaturskala erzielt. Eine Anzahl von Fixpunkten — Schmelzpunkte, Siedepunkte und Umwandlungspunkte reiner Stoffe — sind genau bestimmt worden; nach hohen und niederen Temperaturen konnte eine Ausdehnung der Skala erfolgen; die Beziehungen der verschiedenen physikalischen Erscheinungen, sowie ihr mathematischer Ausdruck, durch den Interpolationen und Extrapolationen ermöglicht sind, wurden vollkommener erforscht, und schließlich sind Apparate und Methoden zur Temperaturmessung zum Teil neu erfunden, zum Teil verbessert worden.

Die thermodynamische Skala. Die fundamentale Basis für die Bestimmung der Temperaturskala erhält man durch Messungen mit irgendeiner Form des Gasthermometers. Die Genauigkeit, mit der diese, sowie die Hilfsmessungen jetzt ausgeführt werden können, der hohe Reinheitsgrad der für Fixpunkte zur Verfügung stehenden Materialien, sowie der Stand unserer Kenntnisse der Gasgesetze gestatten es, Temperaturen in der thermodynamischen oder Idealgasskala anzugeben, welche unabhängig ist von den Eigenschaften irgendeiner besonderen Substanz, und der sich die gebräuchlichen Gasskalen so sehr nähern, daß für die meisten Zwecke eine Unterscheidung zwischen beiden nicht erforderlich ist. Die Strahlungsgesetze, durch die eine Extrapolation auf die höchsten Temperaturen möglich ist, sind gleichfalls auf die thermodynamische Skala gestützt, so daß wir in dieser als Grundlage eine einzige Tem-

Tabelle I. Skalenkorrektionen der Gase. $\Theta_0 = 273{,}10^0$ C.

Temperatur in Zentigraden	Konstanter Druck = 76 cm			Konstantes Volumen, p_0 = 100 cm		
	Helium	Wasserstoff	Stickstoff	Helium	Wasserstoff	Stickstoff
− 250	—	—	—	+ 0,02	—	—
− 200	+ 0,10	+ 0,26	—	+ 0,01	+ 0,06	—
− 100	+ 0,03	+ 0,03	+ 0,33	0,000	+ 0,014	+ 0,07
− 50	+ 0,009	+ 0,004	+ 0,09	0,000	+ 0,004	+ 0,02
+ 25	− 0,002	− 0,002	− 0,013	0,000	0,000	− 0,006
+ 50	− 0,002	− 0,003	− 0,017	0,000	0,000	− 0,006
+ 75	− 0,002	− 0,002	− 0,012	0,000	0,000	− 0,004
+ 150	+ 0,005	+ 0,003	+ 0,04	0,000	+ 0,001	+ 0,01
+ 200	+ 0,01	+ 0,01	+ 0,10	0,000	+ 0,002	+ 0,04
+ 450	+ 0,07	+ 0,04	+ 0,50	0,00	+ 0,01	+ 0,15
+ 1000	+ 0,24	+ 0,01	+ 1,7	—	+ 0,04	+ 0,70
+ 1500	—	—	+ 3,0	—	—	+ 1,3

peraturskala von den niedrigsten bis zu den höchsten Temperaturen besitzen. Die Korrekturen, welche man an den von den gewöhnlichen Gasen gelieferten Skalen anbringen muß, um sie auf die thermodynamische Skala zu reduzieren, sind bisher noch nicht mit der Sicherheit bekannt, die besonders für sehr niedrige und sehr hohe Temperaturen wünschenswert wäre; aber in jenem Gebiet weichen die gebräuchlichen thermometrischen Gase Wasserstoff und Helium weniger von dem idealen Zustand ab als irgendwelche anderen, und beim Helium ist die Korrektion praktisch fast im gesamten Temperaturgebiet zu vernachlässigen.

Bei den meisten neueren Untersuchungen über genaue Gasthermometrie ist es mehr und mehr gebräuchlich geworden, die Ergebnisse auf die thermodynamische Skala umzurechnen, und es wäre wünschenswert, daß dieser Gebrauch sich allgemein einbürgerte.

Die Gasskalen. Von allen Methoden der Temperaturbestimmung sind nur die Messungen an Gasthermometern bei konstantem Druck oder konstantem Volumen direkt auf die thermodynamische Skala reduzierbar, und zwar durch Berechnungen, die die bekannten Eigenschaften der Gase benutzen.

Die obige Tabelle, die sich auf neuere Berechnungen[1]) stützt, enthält die Korrektionen der gebräuchlichen Gasskalen für die Temperaturgebiete, in denen diese Gase mit Vorteil zu verwenden sind.

In dem Fundamentalintervall, 0^0—100^0 C, ist die Temperaturskala von der internationalen Kommission für Gewichte und Maße auf Wasserstoff bei konstantem Volumen unter einem Druck von 1000 mm Quecksilber bezogen worden. Diese Skala scheint, so genau sie bekannt ist, praktisch mit der thermodynamischen Skala übereinzustimmen. Für niedere Temperaturen werden die Wasserstoff- und Heliumskalen benutzt; die letzteren für die niedrigsten erreichbaren Temperaturen, also bis zu weniger als 1,2° K nach Kamerlingh Onnes. Für höhere Temperaturen, besonders oberhalb 450° C, wird allgemein Stickstoff bei konstantem Druck benutzt, obwohl sowohl hier wie auch unterhalb 0^0 ein internationales Übereinkommen über die Temperaturskala fehlt. Die obere Grenze, die man erreicht hat, ist der Schmelzpunkt von Palladium, 1550° C. Es besteht, wenigstens vom Standpunkt der Temperaturmessung aus, keine Notwendigkeit, Messungen mit Gasthermometern höher hinauf auszudehnen, da die thermodynamische Skala für diese hohen Temperaturen besser realisiert wird durch Instrumente, die auf den Strahlungsgesetzen beruhen, deren Konstanten unterhalb 1550° bestimmt werden können.

Sekundäre Methoden und Skalen. Das gewöhnlichste sekundäre Instrument für Temperaturmessungen ist Quecksilber in einem Glasthermometer; die Reduktion seiner Angaben auf die Wasserstoff- oder thermodynamische Skala hängt, nachdem alle anderen Korrektionen ausgeführt sind, von der Glasart ab, aus welcher das Instrument hergestellt ist, und in weniger hohem Grade auch von der Geschichte des Thermometers. Die normale Wasserstoffskala wird im internationalen Bureau aufbewahrt in Gestalt von vier Thermometern aus verre dur.

Bei Thermometern, die für hohe Temperaturen von 300°—520° oder noch mehr bestimmt sind, wird das Quecksilber unter dem Druck eines inerten Gases eingeschlossen; benutzt man Quarz statt des Glases, so kann man mit Quecksilber bis 750° C messen. Für niedere Temperaturen kann das Quecksilber ersetzt werden durch Toluol bis −90° und Pentan bis zur Temperatur der flüssigen Luft.

1) Siehe insbesondere: Callendar, Phil. Mag. (6) **5**, 48, 1903; D. Berthelot, Trav. et Mém. Bur. Int. **13**, 1903; Buckingham, Bull. Bur. Standards **3**, 237, 1907; Kamerlingh Onnes u. Braak, Leiden Coms. 97b, 102b, 1907; Rose Innes, Phil. Mag. (6) **2**, 130, 1901.

Alle Thermometer dieser Typen müssen einzeln empirisch auf die bekannten Normaltemperaturen bezogen werden.

Das Platinwiderstandsthermometer ist in dem Gebiet, in welchem es konstant und empfindlich bleibt, nämlich von -200^0 C bis $+1000^0$ C und bei geeigneter Konstruktion, Eichung und Anwendung das genaueste sekundäre Instrument, welches wir besitzen; es hat sich neuerdings zur Auswertung und zum Vergleichen von Gasthermometerbeobachtungen mit Fundamentaltemperaturen verschiedener neuerer Beobachter[1]) als sehr nützlich erwiesen. Zum Beispiel wurde entscheidend durch Messungen mit dem Widerstandsthermometer von Waidner und Burgeß[2]) gezeigt, daß die niedrigen Werte für die Erstarrungspunkte von Kadmium, Zink usw. von Day und Sosman[3]), sowie die Siedepunkte von Naphthalin und Benzophenon von Jaquerod und Waßmer[4]) durchaus unvereinbar sind mit dem wahrscheinlichsten Wert des Schwefelsiedepunkts (S.S.P.), einem der wichtigsten Fundamentalpunkte, welcher gewöhnlich neben Erstarrungs- und Siedepunkt von Wasser als dritter Punkt zum Kalibrieren von Platinwiderstandsthermometern benutzt wird. Die letzte Untersuchung über den Schwefelsiedepunkt[5]) mit dem Gasthermometer bei konstantem Volumen hat die Unsicherheit dieser Temperatur, die wir zu $444{,}6^0$ auf der thermodynamischen Skala ansetzen können, auf weniger als $0{,}1^0$ C vermindert, während vor einem Jahr diese Unsicherheit sich noch auf $1{,}0^0$ C belief.

Die übliche Formel von Callendar — die Differenzformel — für die Reduktion von Platintemperaturen $t_p = 100\,(R - R_0)/(R_{100} - R_0)$ auf wahre Temperaturen, nämlich

$$t - t_p = \delta\left(\frac{t}{100} - 1\right)\left(\frac{t}{100}\right),$$

wo δ eine Funktion der Reinheit des Platins ist, hat sich neuerdings[6]) als allgemeiner und genauer für einen größeren Temperaturbereich anwendbar erwiesen als man bisher angenommen hatte. Benutzt man einen Fixpunkt im Fundamentalintervall, etwa den Umwandlungspunkt von Natriumsulfat-10-Hydrat[1]) — $32{,}383^0$ — als dritte Kalibrierungstemperatur, so wird der Wert von δ für reines Platin $1{,}47_0 - 1{,}48_0$ und benutzt man den S.S.P. $444{,}6^0$, so wird der Wert von δ $1{,}48_4$ bis $1{,}49_4$. Mit anderen Worten: durch Kalibrierung eines Platinwiderstandsthermometers mit Eis, Dampf und Schwefeldampf erhält man die normale internationale Wasserstoffskala im Fundamentalintervall von $0^0 - 100^0$ bis auf $0{,}004^0$ C, oder genauer als das internationale Bureau seine Skala mit Sicherheit reproduzieren kann. In diesem Gebiet ist das Platinthermometer auf mehr als $0{,}001^0$ C zuverlässig. Benutzt man das Platinthermometer bei hohen Temperaturen, also bis 1100^0 in derselben Weise mit der Callendarformel, so wird die Temperaturskala so genau reproduziert, wie sie durch Messungen mit dem Gasthermometer festgelegt ist, also auf 2^0 bei 1100^0 C. Es ist vorgeschlagen worden, das δ in der Form $\delta = \delta + at$ zu schreiben. Für reines Platin scheint jedoch in der Benutzung dieses komplizierteren Ausdrucks kein sicherer Vorteil zu liegen.

Für sehr niedrige Temperaturen versagt die Formel von Callendar. Aber bis -200^0 C kann sie mit beträchtlicher Genauigkeit benutzt werden, wenn man den Siedepunkt von Sauerstoff, $-182{,}9^0$, oder den Sublimationspunkt von Kohlensäure, $-78{,}34^0$, als dritte Kalibrierungstemperatur verwendet. Komplizierte Exponentialfunktionen sind gleichfalls für sehr niedrige Temperaturen vorgeschlagen worden, und bisweilen wurden die Widerstände in Ausdrücken angegeben, die die Potenzen der Temperatur bis zur fünften enthielten.

Bei der Präzisionskalorimetrie ersetzt das Platinthermometer vorteilhaft das Quecksilberinstrument, denn es hat bei geeigneter Konstruktion keine merkliche Änderung des Nullpunktes und keine Hysteresis beim Gebrauch und mit der Zeit, wenn es nicht hohen Temperaturen ausgesetzt wird; überdies kann man bei 25^0 kleine Temperaturunterschiede bis auf $0{,}0001^0$ C mit dem Platinthermometer so leicht messen wie beim Quecksilberthermometer bis auf $0{,}001^0$. Ein großer und einzig dastehender praktischer Vorzug des ersteren für alle Zwecke oberhalb -100^0 liegt darin, daß seine Kalibrierung ausgeführt und kontrolliert werden kann durch nur 3 Fixpunkte, die leicht genau realisiert werden können, und von denen zwei der Eis- und der Dampfpunkt von Wasser sind, während als dritter Punkt irgendeine bekannte Temperatur dienen kann, die gerade geeignet ist.

Das Platinthermometer wird demnach die

1) Holborn, Henning, Ann. d. Phys. **35**, 761, 1911; Waidner, Burgeß, Bull. Bur. Standards **6**, 149, 1910; **7**, 1, 1910; Dickinson, Mueller, Jl. Wash. Acad. Sc. **2**, 176, 1912.

2) l. c.

3) Day, Sosman, Amer. Journ. Sc. **29**, 93, 1910; Pub. Carn. Inst. Wash. **157**, 1911.

4) Journ. Chem. Phys. **2**, 52, 1904.

5) Holborn, Henning, l. c.; Day, Sosman, Amer. Journ. Sc. **33**, 517, 1912; Journ. Wash. Acad. Sc. **2**, 167, 1912.

6) Adams, Johnston, Amer. Journ. Sc. **33**, 534, 1912; Journ. Wash. Acad. Sc. **2**, 275, 1912; Holborn, Henning, l. c.; Dickinson, Mueller, l. c.; Waidner, Burgeß, l. c.

1) Richards, Wells, Ztschr. f. phys. Chem. **43**, 465, 1903; Dickinson, Mueller, Bull. Bur. Stand. **3**, 641, 1907.

Tabelle II. Korrektionen für Thermoelementskalen (*Pt*, 90 *Pt* — 10 *Rh*).

Formel $t =$	300	600	900	1200	1400	1600	1700	1750
$e = a + bt + ct^2$	−0,8	0	+0,3	+0,5	+8	+26	+40	+46
$\log e = a + bt$	−0,6	+1,5	+2,5	−5	−5	−3	+1	+3

beste sekundäre Normale für die Kalibrierung aller anderen Thermometertypen zwischen —200° und +1100° C. In der Tat, wenn das internationale Bureau, sowie alle vorhandenen Kopien seiner Thermometernormalen zerstört würden, so könnte die internationale Skala vollkommen ausreichend fortgeführt werden durch das Platinthermometer, das überall, wo es wünschenswert ist, vollkommen unabhängig hergestellt und kalibriert werden kann.

Die thermoelektrischen Thermometer sind im allgemeinen keine Instrumente von so großer Genauigkeit und auch nicht so einfach zu kalibrieren wie das Platinwiderstandsthermometer, da eine Formel mit drei oder sogar vier und mehr Potenzen der Temperatur für die EMK. für alle Thermoelemente erforderlich ist, die mit größter Genauigkeit für mehrere hundert Grad benutzt werden sollen oder bei tiefen Temperaturen auf noch viel kleinerem Gebiet[1]).

Für Temperaturen unter —200° C scheint ein Thermoelement Gold-Silber[2]) den Anforderungen eines sekundären Instruments am besten zu entsprechen. Für gewöhnliche Temperaturen sind brauchbare Elemente: Eisen-Konstantan und Kupfer-Konstantan; für hohe Temperaturen ist das Element von Le Chatelier *Pt*, 90 *Pt* — 10 *Rh* geeignet.

Für eine mäßige Genauigkeit ist das Thermoelement ein sehr zweckmäßiges Instrument, und es genügt dann eine Kalibrierung bei drei oder sogar bei nur zwei Temperaturen. In dem letzteren Falle scheint für das Platinrhodiumelement die beste Formel die von Holman zu sein: $\log e = a + b \log t$, nach welcher, wenn man Zink- und Kupfererstarrungspunkt zur Kalibrierung verwendet, die Skala um weniger als 2,5° zwischen 200° und 1300° abweicht, und um weniger als 5° beim Schmelzpunkt des Platins. Für keine Form des Thermoelements scheint die inverse Funktion, mit der bequemer zu arbeiten ist, nämlich

$$t = a + be + ce^2 + de^3 \cdots$$

die Temperaturskala mit demselben Grade der Genauigkeit darzustellen, wie die Form

$$e = a + bt + ct^2 + dt^3 \cdots$$

mit der gleichen Anzahl von Gliedern.

In der vorstehenden Tabelle (II) sind die Korrektionen für die Angaben eines Thermoelements aus Platin und Platin-Rhodium (90 *Pt*, 10 *Rh*), das mit den Erstarrungspunkten von Zink, Antimon und Kupfer geeicht ist (s. Tabelle III) für die gewöhnliche dreigliedrige Formel angegeben und ferner bei Eichung mit Zink und Kupfer für die zweigliedrige Formel. Die Thermoelemente Platin, Platin-Iridium (90 *Pt*, 10 *Ir*) haben fast dieselben Korrekturen.

Die unvermeidliche Schwäche aller Thermoelemente als sekundäre Temperaturnormalen im Vergleich zum Platinwiderstandsthermometer liegt in der Unmöglichkeit, bei den Messungen die elektromotorischen Kräfte auszuschalten, die auf der ganzen Länge der Drähte zwischen den heißen und kalten Verbindungen des Thermoelements auftreten; und kein Draht scheint von derartigen Effekten, die durch Inhomogenität bedingt sind, völlig frei zu sein, soweit man die Angelegenheit bisher geprüft hat.

Für die Bestimmung sehr hoher Temperaturen haben wir die Strahlungsgesetze von Wien und von Stefan, von denen man das erstere, das sich auf die Anwendung von monochromatischem Licht bezieht, hauptsächlich aus experimentellen Gründen vorzieht, wenngleich die theoretische Begründung des zweiten Gesetzes, bei dem die Gesamtstrahlung berücksichtigt wird, die bessere ist. Die charakteristischen Konstanten beider Gesetze sind bisher noch nicht völlig zufriedenstellend bestimmt, wenngleich in den letzten Jahren erhebliche Fortschritte zu verzeichnen sind und die Arbeiten auch dauernd weitergeführt werden.

Wir können den Wert 14500 als charakteristische Konstante c_2 in Wiens Gesetz

$$\log \frac{J}{J_1} = \frac{c_2}{\lambda} \log e \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T} \right)$$

annehmen, in dem J die Intensität des Lichts der Wellenlänge λ bei einer absoluten Temperatur T ist. Die neueren Bestimmungen von c_2 liegen alle zwischen 14200 und 14600. Für die Konstante σ des Gesetzes von Stefan

$$E = \sigma (T^4 - T_0^4),$$

1) Day, Sosman, l. c.; Sosman, Amer. Journ. Sc. **30**, 1, 1910. Platin-Rhodium bei hohen Temperaturen; Dickinson, Mueller, White, Kupfer-Konstantan zwischen 0 und 100°. Phys. Rev. **31**, 159, 1910; Adams, Johnston, *Cu-Cn* zwischen 0 und 300°, l. c.; J. Clay, Elemente bei sehr niedrigen Temperaturen. Leiden Coms. 107d, 1908.

2) J. Clay, l. c.

welches Temperatur und Gesamtstrahlung verbindet, scheint der Wert

$$\sigma = 5{,}80 \text{ Watt} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{Grad}^{-4}$$

der wahrscheinlichste zu sein, wenngleich die neueren Bestimmungen von 5,30—6,51 reichen.

Normaltemperaturen (Fixpunkte). Wenn wir uns auf die seit 1900 ausgeführten Bestimmungen beschränken und nur solche Temperaturen wählen, an deren Feststellung zwei oder mehr unabhängige Beobachter teilgenommen haben, und welche geeignet sind, bei physikalischen und chemischen Operationen zur Kontrolle zu dienen, so erhalten wir die folgenden Temperaturen (Tabelle III) als Fixpunkte. Sie sind auf die thermodynamische Skala bezogen und oberhalb 1550° C ist die Konstante c_2 von Wiens Gesetz zu 14500 angenommen. Die Siedepunkte beziehen sich auf einen Druck von 760 mm Quecksilber und sind nur für solche Stoffe angeführt, die Platin nicht angreifen und bei langdauerndem Kochen nicht verändert werden.

Tabelle III.

Normaltemperaturen (Fixpunkte).

Thermodynamische Skala.

Substanz	Vorgang	Temperatur °C	Unsicherheit °C	Reproduzierbarkeit °C
Wasserstoff	Sieden	−252,7	0,2	0,05
Sauerstoff	„	−182,9	0,1	0,03
Kohlendioxyd	Sublimation in Gasolin	− 78,34	0,1	0,03
Quecksilber	Erstarren	− 37,7	0,1	0,05
Wasser	„	0	0	0,001
$Na_2SO_4 \cdot 10H_2O$	Umwandlung in Anhydrid	32,383	0,002	0,001
Wasser	Sieden	100	0	
Naphthalin	„	271,96	0,02	0,01
Zinn	Erstarren	231,85	0,1	0,05
Benzophenon	Sieden	305,90	0,05	0,02
Kadmium	Erstarren	320,92	0,1	0,03
Blei	„	327,4	0,1	0,05
Zink	„	491,4	0,1	0,15
Schwefel	Sieden	444,6	0,1	0,03
Antimon	Erstarren	630	0,5	0,3
$Ag_3—Cu_2$	Eutekt. Erstarrung	779	1,0	1,0
$NaCl$	Erstarren	800	2,0	1,0
Silber	„	960,5	1,0	0,5
Gold	„	1063	2,0	1,0
Kupfer	„	1083	2,0	1,0
Palladium	„	1549	10	3
Platin	Schmelzen	1755	15	5
Aluminiumoxyd	„	2000	30	20
Wolfram	„	3000	100	25
Kohlebogen	Pos. Krater	3600	150	50
Sonne	Oberfläche	6000	500	100

In bezug auf die chemische Reinheit der verschiedenen Stoffe hat Mylius[1]) gezeigt, daß die folgenden Metalle bis auf 0,01 Proz. oder weniger rein zu erhalten sind: Gold, Silber, Platin, Quecksilber, Kupfer, Zinn, Blei, Kadmium, Zink. Von den für Siedeversuche benutzten Stoffen sind Benzophenon und Sauerstoff die einzigen, auf deren Reinheit man besonders acht geben muß. Vielleicht, weil bei den Forschern, welche bei niedrigen Temperaturen arbeiten, der Gebrauch des Gasthermometers selbst anstatt einer Hilfsmethode zur Messung dieser Temperaturen üblich ist, sind nur wenig genau bekannte Fixpunkte in diesem Teil der Skala vorhanden.

Für die vom Atmosphärendruck abhängenden Temperaturen haben wir:

Sauerstoff, Siedepunkt

$$T = T_{760} + 0{,}013\,(p - 760),$$

Kohlendioxyd, Sublimationspunkt

$$T = T_{760} + 0{,}017\,(p - 760),$$

Wasser, Siedepunkt

$$T = T_{760} + 0{,}037\,(p - 760),$$

Naphthalin, Siedepunkt

$$T = T_{760} + 0{,}058\,(p - 760),$$

Benzophenon, Siedepunkt

$$T = T_{760} + 0{,}063\,(p - 760),$$

Schwefel, Siedepunkt

$$T = T_{760} + 0{,}0912\,(p - 760) - 0{,}000042\,(p - 760)^2.$$

Beispiele von Normaltemperaturen. Einige der Normaltemperaturen sind wegen ihrer großen Wichtigkeit vielfach bestimmt worden und eignen sich deswegen besonders als primäre Fixpunkte. Der tatsächliche Stand unserer Kenntnis der Temperaturskala wird vielleicht am besten illustriert, indem man die Einzelheiten mitteilt über einige der seit 1900 am besten untersuchten Temperaturen, wie die Siedepunkte von Sauerstoff und Schwefel und die Schmelzpunkte von Kadmium, Gold, Platin und Wolfram.

Internationale Temperaturen. Offenbar ist es von größter Wichtigkeit für Chemiker und andere, die ihre Resultate in Temperaturen ausdrücken müssen, diese Größen auf eine gemeinsame Skala beziehen zu können, weil anderenfalls Verwirrung eintreten würde, wenn man die numerischen Werte, die verschiedene Beobachter für verschiedene Erscheinungen gefunden haben, vergleichen wollte.

Dank den Bemühungen des internationalen Bureaus für Gewichte und Maße ist es in den letzten 25 Jahren möglich gewesen, in dem Fundamentalintervall von 0°—100° C die Resultate bis auf 0,002° C anzugeben. Aber

1) Ztschr. f. anorg. Chem. **74**, 407, 1912.

Tabelle IV.

Jahr	Beobachter	Methode	Temperatur beobachtet	Temperatur thermodynamisch
		Sauerstoff, Siedepunkt = −182,9°.		
1901	Holborn	H_2-Skala, konst. Vol.	−182,7	—
1901	Dewar	H_2-Skala, konst. Vol.	−182,5	—
1906	Grunmach	Pentantherm.	−182,6$_6$	—
1906	Travers, Jaquerod, Senter	H_1-Skala, konst. Vol.	−182,9$_3$	−182,8$_7$
		He-Skala, konst. Vol.	−182,8	—
1908	Kamerlingh Onnes, Braak	H_2-Skala, konst. Vol.	−183,0$_4$	−182,9$_9$
		Schwefel, Siedepunkt = 444,6°.		
1902	Chappuis, Harker	N_2-Skala, konst. Vol.	444,7 [1]	444,8
1908	Eumorfopoulos	Luftskala, konst. Druck	444,5$_5$ [2]	444,9$_3$
1911	Holborn, Henning	H_2, He-Skala, konst. Vol.	444,5$_1$ [1]	444,5$_1$
		N_2-Skala, konst. Vol.	444,3$_9$	
1912	Day, Sosman	N_2-Skala, konst. Vol.	444,4$_5$ [2]	444,5$_5$
1912	Dickinson, Mueller	Day- u. Sosman-Therm.	444,2$_8$ [1]	444,3$_8$
		Kadmium, Schmelzpunkt = 320,9$_4$°.		
1900	Holborn, Day	N_2-Skala, konst. Vol. [3]	321,7	321,8
1902	Kurnakow, Puschin	Thermoelement, interpol.	321,0	—
1904	Day, Allen	„ „	321,7	—
1909	Waidner, Burgeß	Pt-Widerst.-Th. (S.S.P. = 444,60 [1])	320,9$_4$	320,9$_4$
1910	Day, Sosman	Thermoelement, extrapol. [3]	320,0	320,1
1911	Holborn, Henning	H_2-, He-, N_2-Skala, konst. Vol. [1]	320,9$_2$	320,9$_2$
1912	Day, Sosman	Korr. a. d. Wert v. 1910 [3]	320,8	320,9
1912	Adams, Johnston	Cu-Cn-Thermoelement, interpol.	320,9$_2$	320,9$_2$
		Gold, Schmelzpunkt [4] = 1063° [5].		
1900	Holborn, Day	N_2-Skala, konst. Vol.	1064,0	1064,3
1902	D. Berthelot	Luft-Opt., konst. Druck	1064,0	1065,6
1904	Jaquerod, Perrot	Luft-, CO-, N_2-, O_2-Skala, konst Vol.	1067,2	1067,4
1908	Day, Clement	N_2-Skala, konst. Vol.	1059,3 [6]	1059,5
1910	Day, Sosman	„ „ „	1062,4	1062,6
		Platin, Schmelzpunkt = 1755° (Basis: C_2 = 14500).		
1903	Nernst	Gesamtlicht v. schwarz. Körper	1782	—
1905	Holborn, Henning	Komb. Opt. u. Thermoelement	1729	—
1905	Harker	Thermoelektr.	1710	—
1906	Nernst, v. Wartenberg	Opt.: Wiens Gesetz	1753	—
1907	Holborn, Valentiner	„ „ „	1760	—
		„ „ „	1753	—
1907	Waidner, Burgeß	Strahl. v. Pt, 3 Farben	1750	—
		Thermoelement, versch. Formeln	1697–1757	—
1909	Féry	Strahlung v. Pt { oxyd. Atm.	1690	—
		{ red. Atm.	1740	—
1910	Sosman	Thermoelektr., extrapol. v. Pd = 1549	1752	—
1910	Ruff	Opt.	etwa 1750	—
		Wolfram, Schmelzpunkt = 3000° (Basis C_2 = 14500).		
1906	Waidner, Burgeß	Wiens Ges., Lampenfaden	3200	—
1907/10	„ „	„ „ „	3080–3050	—
1907	v. Wartenberg	„ „ Wehneltentladung	2930	—
1910	v. Pirani	„ „ Lampenfaden	3226	—
1910	Ruff, Goecke	„ „ Vakuumofen	2597	—
1911	Forsythe	„ „ m. Keil	2974	—
		„ „ m. Vakuumofen	3030	—
1911	v. Pirani, Meyer	„ „ m. Faden u. Band	2997	—
1911	Langmuir	Gesamtphotometr.	3177	—

1) Übertragen durch Platinwiderstandsthermometer. — 2) Thermometerkugel in Schwefeldampf. — 3) Übertragen durch Pt-Rh-Thermoelemente. — 4) Alle Messungen durch Pt-Rh-Thermoelemente übertragen. — 5) Verschiedene Bestimmungen des Schmelzpunktes von Kupfer (1083°) sind ebenfalls gemacht worden, und Hilfsmethoden haben gezeigt, daß Cu-Au = 20°, so daß der Goldschmelzpunkt besser bekannt ist, als die Tabelle erkennen läßt. — 6) Die Probe enthielt Eisen aus dem Tiegel.

außerhalb dieses Intervalls herrschte die größte Verwirrung.

Sowohl bei niedrigen wie bei hohen Temperaturen waren fast soviel Skalen vorhanden wie Beobachter; und einige dieser bestehenden Unterschiede waren relativ sehr groß, selbst in den letzten Jahren, wo er z. B. für den Schwefelsiedepunkt 1^0 und für den Goldschmelzpunkt 7^0 betrug.

Die neueren Untersuchungsreihen, die bereits erwähnt wurden, haben es jedoch ermöglicht, diese Unsicherheiten sehr zu vermindern und der Stand in der Kunst der Temperaturbestimmung ist jetzt derart, daß es für die verschiedenen mit dieser Frage beschäftigten Laboratorien nicht schwierig sein sollte, sich auf eine gemeinsame Temperaturskala zu einigen, die in der bereits angedeuteten Weise definiert sein würde. Zur Ausführung dieses Gedankens findet bereits zwischen den verschiedenen nationalen Laboratorien und dem internationalen Bureau ein Austausch von Mitteilungen über die Aufstellung einer derartigen einheitlichen Temperaturskala durch Konvention statt, und es ist zu hoffen, daß das Ergebnis dieser Bemühungen von großem praktischen Vorteil für die Prüfung und die Anwendung von Temperaturmeßinstrumenten sein wird, und daß dann z. B. 500^0 C oder 1000^0 C für jedermann eine ebenso wohldefinierte Größe ist, wie jetzt 0^0 oder 100^0 C.

Washington, U. S. A. Bureau of Standards.

(Aus den Original-Communications, VIII. Intern. Congress of Applied Chemistry, Bd. 22, S. 53, übersetzt von J. Koppel, Berlin.)

(Eingegangen 8. Januar 1913.)

Ein Mikropyrometer.

Von George K. Burgeß.

Vor einiger Zeit[1]) wurde ein Verfahren beschrieben, das geeignet ist zur schnellen Bestimmung der Schmelzpunkte von kleinen Substanzmengen bis zu 0,001 mg oder noch weniger. Hierbei wurden ein Mikroskop und ein optisches Pyrometer durch ein Glimmerfenster — oder beim Schmelzen im Vakuum durch eine Glasplatte — gleichzeitig auf ein eingeschlossenes metallisches Band, z. B. aus Platin, gerichtet, das elektrisch geheizt war, und auf dem sich der zu schmelzende Stoff befand.

Offenbar kann dieser Apparat vereinfacht werden, indem man Mikroskop und Pyrometer zu einem Instrument vereinigt, so daß ein Beobachter das Schmelzen und die Temperaturmessung überwachen kann. Man erreicht dies, indem man in dem Huyghens-Okular eines gewöhnlichen Mikroskops eine kleine Glühlampe anbringt, die in Reihe mit einem Rheostaten und einem Amperemeter geschaltet ist. Die Spitze des Fadens der Lampe wird auf dieselbe Helligkeit gebracht wie das Platinband, welches man von oben beobachtet im Augenblick, wo das Metall oder ein sonstiger Stoff schmilzt, auf den das Mikroskop eingestellt ist. Das Auge des Beobachters sieht demnach die Probe, den Platinstreifen und den Lampenfaden gleichzeitig im Fokus, und der Strom, welcher durch die Lampe geht, wird als Maß für die Temperatur des Streifens benutzt, wie in den Pyrometern von Morse oder von Holborn-Kurlbaum. Bei der Ausführung des Versuchs steigert der Beobachter die Temperatur des Platinstreifens, indem er mit der einen Hand den hindurchgehenden elektrischen Strom durch einen fein abgestuften Widerstand erhöht, und mit der anderen Hand reguliert er den Widerstand des Pyrometerstromes so, daß er dauernd die Helligkeit des Lampenfadens und des Platinstreifens abgleicht. Das Okular wird mit einem monochromatischen Glas, etwa Jenaer Rotfilter F 4512, versehen. Für Temperaturen, für welche die Lampe nicht gebraucht werden kann, etwa 1400^0, wird ein Absorptionsglas zwischen dem Objektiv des Mikroskops und das Ofenfenster gebracht. Die Innenseite des metallischen Ofengefäßes sollte geschwärzt werden, um unerwünschte Lichtreflexe von den Wänden zu verhindern.

Die Kalibrierung des Pyrometers in bezug auf den Platinstreifen im Ofen kann auf zwei Wegen ausgeführt werden. Der erste Weg, welcher der einzige vorhandene war, als die frühere Form des Apparats beschrieben wurde — wegen der Dürftigkeit der gut bekannten Fixpunkte im untersuchten Temperaturgebiet —, besteht darin, daß man das Pyrometer in der gewöhnlichen Weise kalibriert und dann die Korrekturen bei der Schmelztemperatur für die Emission des Platins, für die Ofenatmosphäre und das Fenster, sowie erforderlichen Falles, für die Oberflächenspannung der schmelzenden Probe anbringt.

Der zweite Weg, der genauer und zweckmäßiger zu sein scheint, besteht darin, daß man den Strom der Lampe bei den bekannten Schmelzpunkten von zwei oder mehr reinen Stoffen wie Gold, Nickel, Kobalt und Palladium bestimmt, und aus der Gleichung zwischen Temperatur und Lampenstrom die Schmelztemperatur der untersuchten Probe berechnet.

1) G. K. Burgeß, Schmelzpunkte der Elemente der Eisengruppe nach einer neuen Strahlungsmethode, Bull. Bur. Standards **3**, 345, 1907.

Für nicht allzu große Temperaturintervalle kann die Gleichung $\log c = a + b \log t$ benutzt werden, die eine Kalibrierung mit zwei Fixpunkten ermöglicht.

Diese zweite Kalibrierungsmethode hat den weiteren Vorteil, daß für Materialien von ähnlichen Eigenschaften der Fehler der Methode ausgeschaltet wird. So gehen bei Metallen, die sich mit Platin legieren, die Wirkungen des Legierens, das Leitvermögen und die Oberflächenspannung sowohl in die Kalibrierung wie in die Bestimmung des unbekannten Schmelzpunktes ein, so daß jeder dadurch bedingte Fehler nur ein Restfehler sein wird. Bei Substanzen von verschiedenem Verhalten, wie etwa Salze und Metalle, muß dieser Apparat mit Vorsicht benutzt werden, denn im allgemeinen kann eine Kalibrierung durch Schmelzpunkte von Metallen beispielsweise nicht für die genaue Bestimmung der Schmelzpunkte von Salzen verwendet werden.

Die Genauigkeit des Verfahrens hängt hauptsächlich von dem Charakter des Schmelzens der beobachteten Substanz ab. Bei Metallen, wie Gold und Nickel, die sehr präzise schmelzen, ist eine Genauigkeit von $1-2^0$ C erreichbar.

Der Apparat, welcher im Bureau of Standards hauptsächlich nach den Vorschlägen der Herren Crowe und Foote hergestellt wurde, ist in Fig. 1 abgebildet. L ist die Pyrometerlampe, R das monochromatische Glas, A das Absorptionsglas, P der Platinstreifen mit der Probe, C das Ofenfenster und B ein Gebläse zur Abkühlung des Ofens. Fig. 2 ist eine Darstellung des Apparats zur Bestimmung von Schmelzpunkten im Wasserstoffvakuum. Das Mikroskop hat eine einzelne achromatische Linse von 48 mm (Bausch und Lomb) und ein 6,4-Okular und liefert hinreichend gute Definition und Vergrößerung sowie ein ausreichendes Gesichtsfeld für Schmelzpunktsbeobachtungen. Der Arbeitsabstand des Objektivs kann, falls es erwünscht ist, vergrößert werden durch die von Robin[1]) vorgeschlagene Vorrichtung, indem man eine bikonkave Linse bei D, etwas hinter dem Brennpunkt des Objektivs, einfügt. Hierdurch

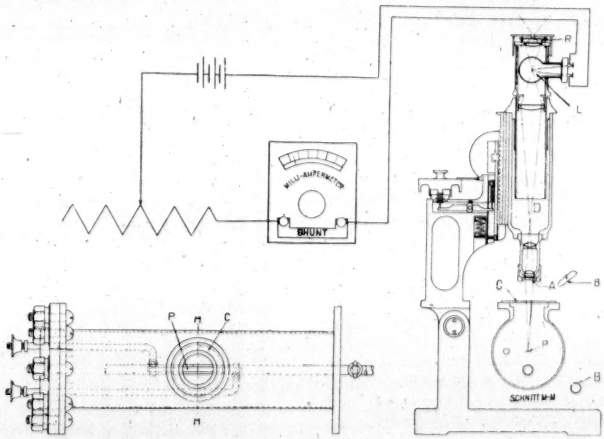


Fig. 2. Fig. 1.

wird aber eine beträchtliche Verlängerung des Auszugs hervorgerufen und das Beobachtungsfeld verkleinert.

Das Mikropyrometer kann natürlich auch zur Bestimmung der Temperaturen glühender Flächen und gleichzeitig zu ihrer Prüfung dienen; es wird so ein nützliches Instrument für metallographische, mikrochemische und physikalische Untersuchungen bei hohen Temperaturen.

Der Apparat wird im Bureau of Standards für die Bestimmung der Schmelzpunkte und der Emission hoch schmelzender Elemente verwendet und der Verfasser würde sich freuen, reine Proben von wenigen Hundertstel Milli-

1) F. Robin, Microscope à longue portée etc. Bull. de la Soc. d'Encouragement **118**, 204, 1912.

gramm, besonders von seltenen Elementen, für solche Bestimmungen zu erhalten.

Washington, Bureau of Standards.

(Aus dem Manuskript übersetzt von J. Koppel-Berlin.)
(Eingegangen 8. Januar 1913.)

Eine absolute Bestimmung der inneren Reibung der Luft.
(An Absolute Determination of the Viscosity of Air.)

Von L. Gilchrist.

Angesichts der neueren Arbeiten des Herrn R. A. Millikan von der Universität Chicago[1]) ist die Genauigkeit, mit der man die Elementarladung bestimmen kann, nur durch die bei der Messung des absoluten Wertes für den Koeffizienten der inneren Reibung der Luft erreichbaren Genauigkeit begrenzt. Aus diesem Grunde, wie auch im Hinblick auf die neueren Arbeiten, die über den Zusammenhang zwischen Temperatur, Druck und innerer Reibung ausgeführt worden sind, ist es daher von äußerster Wichtigkeit, daß der absolute Wert dieser Konstanten mit aller erdenklichen Genauigkeit bestimmt werde. Herr Millikan ist bereits durch ein sorgsames Studium aller vorhandenen Daten zu dem Schlusse gelangt, daß die gegenwärtige Unsicherheit des Wertes von η für Luft bei 25° C durch eine neue Arbeit mit einer Methode konstanter Ablenkung verringert werden könnte, da diese Methode außerordentlich direkt und einfach ist und für die absolute Bestimmung von η geeigneter erscheint als sowohl die Methode der Kapillarröhre als auch jene des schwingenden Körpers. Auf seine Anregung hin und mit seiner Hilfe habe ich daher den nachstehend beschriebenen Apparat ersonnen. Die Ergebnisse lehren, daß die Methode imstande ist, η mit einer Genauigkeit zu messen, deren Fehlergrenze 0,2 v. H. nicht überschreitet.

Die Methode konstanter Ablenkung scheint zu einer sorgfältigen direkten Bestimmung von η für Luft nur von Zemplén[2]) benutzt worden zu sein. Zemplén verwandte konzentrische Kugeln, die durch einen kleinen Zwischenraum voneinander getrennt waren und seine Ergebnisse sind viel höher als die bei irgendwelchen anderen zuverlässigen Versuchen auf diesem Gebiete erhaltenen.

In der vorliegenden Arbeit beschloß ich, konzentrische Zylinder zu verwenden, und zwar aus zwei Gründen:

1. Dies schien das einfachste Verfahren zu sein und zugleich das, bei dem die Versuchsfehlerquellen am leichtesten zugänglich waren und ihre Wirkung auf ein Mindestmaß herabgedrückt werden konnte.

2. Die mit der Methode zusammenhängende Theorie ist einfach, und die abgeleitete Formel ist genau.

A. Theorie.

Die Theorie lehrt, daß

$$\eta = \frac{\pi \varphi J (b^2 - a^2)}{a^2 b^2 T^2 \omega l}$$

ist. Hier ist:

- η der Koeffizient der inneren Reibung,
- J das Trägheitsmoment des aufgehängten Zylinders,
- T seine Schwingungsperiode,
- φ seine Winkelverschiebung,
- a sein Halbmesser,
- l seine Länge,
- b der Halbmesser des äußeren Zylinders,
- ω die konstante Winkelgeschwindigkeit des kreisenden oder äußeren Zylinders.

Der innere Zylinder selbst wurde zur Bestimmung von J benutzt, und T wurde mit Hilfe von Spiegel, Skala und Fernrohr bei der Beobachtung bestimmt.

Dann ist

$$\eta = \frac{s t K}{d T^2},$$

wo:

d der Abstand zwischen Skala und Spiegel,
$s = 2\varphi d$, d. h. der beobachtete Ausschlag des Skalenbildes,
$t = \frac{2\pi}{\omega}$, d. h. die Zeit einer Umdrehung des äußeren Zylinders,

ist.

Ich benutzte eine Bifilaraufhängung, um die Fehler zu verringern, die von Ermüdung oder Dehnung der Aufhängevorrichtung herrühren.

B. Versuchsanordnung.

I. Hauptapparat.

Die Fig. 1 zeigt den Hauptapparat.

F ist der innere Zylinder mit der Aufhängung und dem daran befestigten Spiegel M.

Länge dieses inneren Zylinders = 24,88 cm
äußerer Halbmesser des inneren Zylinders . . . . . = 5,342 cm
Länge der Aufhängung . . = rund 25 cm

Dieser Zylinder war aus Messing, dessen Wandung durch Aluminiumbleche gestützt wurde,

1) Phys. Rev. **23**, Nr. 4, April 1911.
2) Ann. d. Phys. (4) **29**, 869—908, 1909; **38**, 71 bis 125, 1912.

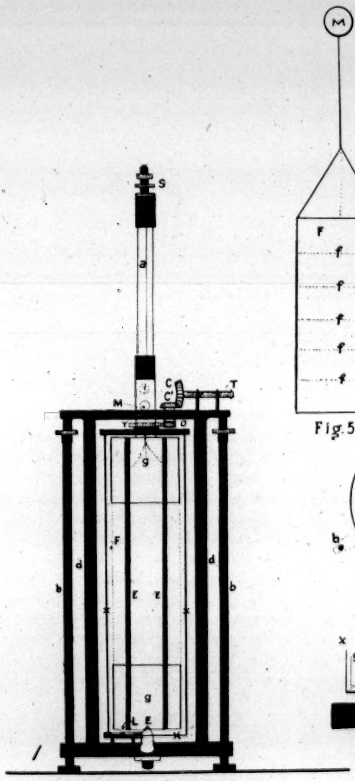


Fig. 1.

Fig. 5.

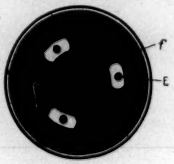


Fig. 4.

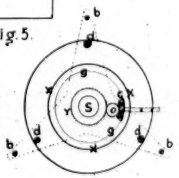


Fig. 3.

Fig. 2.

wie in Fig. 5 bei *f* und in Fig. 4 bei *ff* zu sehen ist.

S ist der Schraubenkopf, an dem die Aufhängung befestigt war.

g, *g* waren ungefähr 10 cm lange und durch drei Messingstäbe starr verbundene Schutzzylinder, die auch mit der den Schraubenkopf *S* tragenden Röhre starr verbunden waren. Der Abstand zwischen den Schutzzylindern betrug 24,92 cm, so daß zwischen dem aufgehängten Zylinder und dem Schutzzylinder 0,4 mm übrig blieben.

Der untere Schutzzylinder griff bei ε in den äußeren Zylinder ein, wie in der Figur ersichtlich.

a ist ein gläsernes Rohrstück; der Aufhängefaden war mithin immer sichtbar.

x x ist der äußere, d. h. der rotierende Zylinder. Sein innerer Halbmesser betrug 6,06357 cm. Dieser Zylinder faßte bei *Y* und ε in den Rahmen ein, wie die Figur zeigt.

Die untere Lagerung ist in Fig. 2 in ihren Einzelheiten dargestellt.

C C' O Y stellt das Zahnradgetriebe dar, das die Stange *T* mit dem äußeren Zylinder treibt.

L ist eine Libelle; es waren zwei solche vorhanden, die senkrecht zueinander standen.

d stellt die Halter des Rahmens dar und *l* die Nivellierschrauben, auf denen das Instrument ruhte.

Fig. 2 zeigt die untere Lagerung des inneren Schutzzylinders *g*, des äußeren Zylinders *x* und des Rahmens *B*.

Fig. 3 zeigt einen Schnitt quer durch das obere Ende des Instruments.

S ist die Öffnung, durch welche das die Aufhängung enthaltende Rohr hindurchging.

$CC'OY$ ist das Zahnradgetriebe, g der innere Schutzzylinder, x der äußere Zylinder, b, d usw. die entsprechenden Teile wie in Fig. 1.

Die gestrichelten Linien bezeichnen den tragenden Rahmen am oberen Ende des Zylinders.

II. Weitere Apparate.

Die weiteren Apparate waren:

1. Ein Uhrwerk zum Antrieb des rotierenden Zylinders. Dieses Uhrwerk war von bester Beschaffenheit und einfacher Konstruktion. Es wurde durch Gewichte betrieben und konnte unmittelbar durch eine Stange mit dem Zylinder verbunden werden. Seine Unregelmäßigkeit betrug nicht mehr als 1 : 3600.

2. Ein Bad konstanter Temperatur. Dies war ein großes Wasserbad der üblichen Art. Es wurde durch elektrische Glühlampen geheizt und durch einen Quecksilberthermostaten reguliert. Die Temperatur wurde an einem Beckmannschen Thermometer abgelesen und schwankte um nicht mehr als 0,01° C.

3. Ein Fernrohr mit Skala. Es ließen sich ganz leicht Ablesungen bis auf 0,1 mm machen.

C. Meß- und Beobachtungsverfahren.

1. Der innere aufgehängte Zylinder wurde mit Hilfe einer Setzwage mit der Aufhängungslinie ins Lot gebracht. Eine Abweichung um annähernd fünf Teile der Libelle entsprach einer Abweichung vom Lot zwischen oberem und unterem Ende um 0,05 mm. Ein Zehntel eines Libellenteiles konnte beobachtet werden.

Die Nivellierschrauben des Instruments wurden so eingestellt, daß die Außenfläche der Schutzzylinder g (siehe Fig. 1) mit der Fläche des inneren Zylinders bündig lagen. Um dies zu beobachten, bediente ich mich zweier auf derselben Grundplatte einstellbarer Fernrohre von kurzer Brennweite. Dann wurden die Libellen am Instrument eingestellt. Die Fernrohre waren mit Okularmikrometern und Fadenkreuzen versehen. Ein halber Skalenteil war leicht zu erkennen, und ein Skalenteil entsprach einer Bewegung des Fernrohrs um 0,05 mm.

2. Die genaue Zentrierung des äußeren Zylinders wurde folgendermaßen geprüft: Die Oberflächen der Schutzzylinder und des inneren Zylinders wurden bündig eingestellt und die Libellen L justiert. Dann wurden das Aufhängerohr a und der innere Zylinder F entfernt. Eine aufrecht stehende Stange, an der an jedem Ende senkrecht zu ihr ein Arm befestigt war, wurde durch das Loch gesteckt, das infolge der Fortnahme des Aufhängerohres frei blieb. Diese Stange war so angeordnet, daß sie gehoben oder gesenkt oder in einer Horizontalebene gedreht werden konnte, und daß jede Bewegung des unteren Armes durch eine Übertragung dem oberen Arme mitgeteilt wurde. Die Größe der Bewegung wurde durch einen an dem oberen Arm befestigten empfindlichen Zeigerhebel angezeigt. Das Ende des unteren Armes wurde durch ein kleines an dem oberen Arme befestigtes Gewicht leicht mit der Innenwandung des äußeren Zylinders in Berührung gehalten, und der Zylinder wurde durch das Uhrwerk gedreht. Die Proben an verschiedenen Stellen des Zylinders zeigten eine mittlere Abweichung von weniger als 0,05 mm, und die Abweichungen bewegten sich in sehr engen Grenzen. Das Instrument wurde in dem Bade justiert und gut befestigt, und die Beobachtungen wurden in folgender Reihenfolge angestellt: 1. der Nullpunkt der Skala, 2. die Schwingungsperiode des inneren Zylinders, 3. seine Ablenkung, 4. die Drehungszeit des äußeren Zylinders, und 5. der Abstand von der Skala.

Einige Schwierigkeit bereitete die Aufhängung wegen ihrer elastischen Eigenschaften und der Wirkung von Temperatur und Feuchtigkeit. Ich versuchte Aufhängedrähte von verschiedener Gestalt und aus verschiedenem Material, aber die besten Ergebnisse gab Phosphorbronzeband, das aus 0,0762 mm starkem Draht ausgerollt worden war und als bifilare Aufhängung benutzt wurde.

Es war Vorkehrung getroffen worden, daß der Antriebapparat gedämpft werden konnte, so daß er langsam begann und allmählich gleichförmige Geschwindigkeit erreichte. Auf diese Weise wurde die Ablenkungsstellung schnell erreicht, und die Schwingungen, die sonst vorhanden gewesen wären, wurden so vermieden. Dann maß ich die Ablenkung und ließ den Zylinder langsam in seine Nullstellung zurückkehren. Bei diesem Verfahren konnte ich Ablenkungen von mehr als 600 mm mit einem Fehler von nicht mehr als 0,3 mm mehrfach wiederholen.

Bei jeder Bestimmung wurden sämtliche Beobachtungen und Messungen durch Wiederholung kontrolliert.

II. Die Messung des Trägkeitsmoments des inneren Zylinders in bezug auf die Aufhängelinie geschah auf folgende Weise:

a) Der Zylinder wurde an einem Seil aus stählernem Klavierdraht von 36 mm Durchmesser an einem fest gebauten Gerüst aufgehängt, das auf einem Steinpfeiler ruhte. Das Ganze wurde in einem Raume aufgestellt, der

Tabelle I.

	t	s	d	T	$\frac{st}{dT^2} \cdot 10^7$	$\eta \cdot 10^7$	Temp.	$\eta \cdot 10^7$ bei 20,2° C
1	30,89	70	316	150,33	3027	1817	20,2	1817
2	30,88	69,86	316	150,32	3021	1813	20,205	1813
3	30,79	59,92	302,55	142,06	3021	1813	20,2	1813
4	61,74	34,87	316	150,32	3015	1810	20,2	1810
5	61,66	31,74	315,35	147,46	3015	1810	20	1811
6	61,60	30,01	302,55	142,11	3025	1815	20,2	1815
7	61,58	30,04	302,55	142,11	3027	1817	20,2	1817
8	123,44	16,72	315,35	147,26	3018	1812	20,1	1812,5
9	123,22	16,75	315,35	147,32	3015	1810	20,1	1810,5
10	184,96	11,09	315,35	147,31	2997	1800	20,1	1800,5
11	184,88	13,86	301	188,25	3007	1805	20,1	1805,5

ziemlich frei von Zugluft war, und dessen Temperatur bis auf 5° C konstant gehalten wurde. Der Zylinder wurde eine Zeitlang in Schwingungen versetzt. Dann wurde die Periode durch Zählung einer großen Anzahl von Schwingungen kleiner Amplitude ermittelt, wobei die Gesamtzeit verzeichnet und daraus die Dauer einer ganzen Schwingung berechnet wurde.

b) In der Werkstatt des Ryerson Physical Laboratory wurde ein kreisförmiger Aluminiumring mit einem Querstab hergestellt, dessen Dimensionen mit großer Genauigkeit gleichförmig waren. Dieser Ring wurde symmetrisch auf den Zylinder aufgesetzt und wiederum die Schwingungsperiode ermittelt, während die Amplitude der Schwingungen nahezu die gleiche war wie im Falle **a)**.

Auf diese Weise ergab sich das Trägheitsmoment des inneren Zylinders zu 7615,8 CGS.-Einheiten.

Dann ist:

$$K = \frac{J(a^2 - b^2)}{4a^2 b^2} =$$

$$= \frac{76158\,([5{,}345]^2 - [6{,}06357]^2)}{4 \cdot (5{,}342)^2 \cdot (6{,}16357)^2 \cdot 24{,}88} = 0{,}60027.$$

D. Ergebnisse.

I. Der Koeffizient der inneren Reibung wurde dann nach der oben angegebenen Formel berechnet.

In Tabelle I sind die bei verschiedenen Umdrehungsgeschwindigkeiten erhaltenen Werte angegeben. Aus ihnen geht hervor, daß das angewandte Versuchsverfahren sehr übereinstimmende Ergebnisse liefert. Abgesehen von den beiden letzten Beobachtungen, denen wegen der kleinen Ausschläge geringeres Gewicht beizumessen ist als den übrigen, ist die größte Abweichung einer Beobachtung vom Mittelwerte nur 0,22 v. H. und die mittlere Abweichung nur 0,1 v. H.

Diese Ergebnisse für η sind mit Hilfe der Formel, die Millikan[1]) für alle kleinen Temperaturunterschiede benutzt hat, auf den Wert für die gemeinsame Temperatur von 20,2° C reduziert worden (siehe Tabelle I, letzte Spalte). Diese Formel lautet:

$$\eta_t = 0{,}00017856\,\{1 + 0{,}00276\,(t - 15)\}.$$

Der wahrscheinlichste Wert für η bei 20,2° C wurde folgendermaßen erhalten. Da die Ablenkungen bei den höheren Umlaufsgeschwindigkeiten im Verhältnis größer sind als bei den niedrigen Geschwindigkeiten, müssen die Werte entsprechendes Gewicht erhalten. Unter Berücksichtigung der Stetigkeit der abgelenkten und und unabgelenkten Stellung in jedem Einzelfalle beschloß ich dann, den Ablesungen folgende Gewichte beizulegen: den Ablesungen 1, 2, 3 und 4 je das Gewicht 2, den Ablesungen 5, 6 und 7 je 1,5, den Ablesungen 8, 9, 10 und 11 je 1.

Dann ergibt sich als Mittelwert:

$$\eta = 1812{,}2 \cdot 10^{-7}$$

mit einem wahrscheinlichen Fehler von weniger als $1{,}3 \cdot 10^{-7}$. Der gesamte wahrscheinliche prozentische Fehler läßt sich auch ziemlich genau schätzen. Der wahrscheinliche Beobachtungsfehler, wie er hier berechnet ist, beträgt etwa 0,14 v. H. Da jedoch der Apparat für die einzelnen hier angegebenen Messungen in den meisten Fällen neu aufgestellt und neu justiert wurde, würden darin die Beobachtungsfehler bei der Messung von s, t, d und T, sowie deren Wirkung auf den Einstellungsfehler enthalten sein. Die Fehler in der Messung von a, b und l sind überaus gering und überschreiten zusammen mit dem Fehler in der Messung des Trägheitsmoments, wie ich glaube, nicht 0,06 v. H. Demnach ist der gesamte wahrscheinliche Fehler nicht größer als 0,2 v. H.

E. Der Einfluß von Feuchtigkeit auf die innere Reibung der Luft.

Die nachstehenden Beobachtungen wurden

1) R. A. Millikan, Phys. Rev. **32**, 380.

Tabelle II.

	t	s	d	T	Temp.	Taupunkt	$\frac{s\,t}{d\,T^2} \cdot 10^7$	$\eta \cdot 10^7$
1	3086	6557	316,5	145,66	20,02° C	6,6	3015	1810
2	3088	6552	316,5	145,34	20,05	11,6	3026	1816
3	3088	6557	316,5	145,57	20,05	14,1	3017	1811
4	3087	6536	316,5	145,62	20,02	17	3010	1807
5	3081	6432	316,5	143,84	20,02	—	3026	1816
6	3083	6432	316,5	144	20	—	3021	1813
7	3086	6438	316,5	143,82	20	—	3034	1821

Zimmertemperatur: 18,2° C.

ausgeführt, um festzustellen, ob die auf der kinetischen Theorie beruhende Formel für Gasgemische für ein Gemisch von Wasserdampf und Luft gilt. Die gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle II aufgeführt. Für die drei letzten Bestimmungen wurde Wasser in den äußeren Zylinder eingelassen, um die Luft zu sättigen. Für den Versuch Nr. 5 wurden nur 2 bis 3 cm³ Wasser eingeführt, und für die Versuche Nr. 6 und Nr. 7 wurde Wasser bis zur Höhe von etwa 2 cm eingebracht.

Aus den Ergebnissen in Tabelle II geht nicht hervor, daß die Gegenwart ungesättigten Wasserdampfes in der Luft irgendwelchen Einfluß auf den Koeffizienten der inneren Reibung bei normalem Druck hat. Es ist indessen bemerkenswert, daß das Mittel aus den ersten vier Ergebnissen $\eta = 1811 \cdot 10^{-7}$ und das Mittel aus den letzten dreien, bei denen die größte Wassermenge vorhanden war und anscheinend Sättigung herrschte, $\eta = 1816{,}5 \cdot 10^{-7}$ ergibt. Dies zeigt anscheinend eine Steigerung von ungefähr 0,3 v. H. Dieses Ergebnis ist kleiner als das von Zemplén erhaltene, nämlich 0,8 v. H., stimmt aber besser mit dem von Tomlinson gefundenen überein. Nach der Formel von Puluj[1]) für Gasgemische müßte eine Abnahme um etwa 2 v. H. vorliegen. Eine Abänderung dieser Formel von Thiesen[2]) gilt, wie kürzlich Tanzler[3]) und Thomsen[4]) gezeigt haben, für gewisse Gasgemische recht gut. Für gesättigten Wasserdampf wird die Formel durch die Ergebnisse meiner Versuche nicht gestützt. Diese stimmen jedoch viel besser mit den Berechnungen von Tomlinson überein, die nach der auf den Versuchen von Crookes beruhenden Methode von Stokes[1]) angestellt worden sind, und nach denen eine Zunahme des Koeffizienten der inneren Reibung von etwa 0,2 v. H. vorhanden sein würde. Crookes[2]) fand, daß die Gegenwart von Wasserdampf den Koeffizienten der inneren Reibung der Luft erst dann beeinflußte, wenn der Gesamtdruck kleiner war als die Hälfte des normalen Druckes und daß bei Drucken, die niedriger waren als dieser, der Koeffizient vermindert wurde, aber nicht so stark, wie es die kinetische Theorie verlangte, auf die sich die Pulujsche Formel für Gase stützt. Die Ergebnisse neuerer Versuche an Gasgemischen von Tanzler und von Kleint[3]) sind bis zu 1,3 v. H. höher als die aus der Formel von Puluj berechneten, das heißt, die Änderung erfolgt in derselben Richtung wie die, welche bei Gemischen von Wasserdampf und Luft vorzuliegen scheint. Es ist daher sehr wünschenswert, die Untersuchungen an Gasgemischen bei denselben Partialdruckverhältnissen auszuführen, die untersucht worden sind, indessen über ein größeres Bereich tieferer Gesamtdrucke, bis schließlich der kritische Druck erreicht wird. Thomsen legt dar, daß im Falle des von Tanzler und von Kleint untersuchten Gasgemisches die erhaltenen Ergebnisse annähernd so waren, wie sie nach der Pulujschen Formel zu erwarten waren. Schmidt[4]) ist es dann gelungen, die Annäherung noch enger zu gestalten, und zwar mit Hilfe eines durch das von ihm angewandte Versuchsverfahren erforderlich werdenden Korrektionsfaktors, für den Knudsen[5]) auf Grund von Betrachtungen, die sich aus der kinetischen Theorie ergeben, die Formel entwickelt hat. Hierdurch wird aber die Notwendigkeit der oben von mir angeregten Untersuchung noch dringender.

1)
$$\eta = \eta_1 \frac{\sqrt{p_1 + \frac{m_2}{m_1} p_2}}{\left[p_1 + \left(\frac{\eta_1}{\eta_2}\sqrt{\frac{m_2}{m_1}}\right)^{3/2} p_2\right]^{2/3}},$$

wo η der Koeffizient der inneren Reibung des Gemisches ist, η_1, η_2 die Koeffizienten der inneren Reibung der Komponenten, p_1, p_2 die Partialdrucke der Komponenten, m_1, m_2 die Molekulargewichte der Komponenten sind.

2) M. Thiesen, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 237, 1906.
3) P. Tanzler, Verh. d. D. Phys. Ges. **8**, 222, 1906.
4) E. Thomsen, Ann. d. Phys. (4) **38**, 815, 1911.

1) G. F. Stokes, Phil. Trans. **2**, 440, 1889.
2) Crookes, Phil. Trans. **2**, 427, 1889.
3) F. Kleint, Verh. d. D. Phys. Ges. **7**, 145, 1905.
4) K. Schmidt, Ann. d. Phys. (4) **30**, 393, 1909.
5) M. Knudsen, Ann. d. Phys. (4) **28**, 75, 1909.

F. Zusammenfassung.

1. Der Wert von η für Luft bei einer Temperatur von 20,2° C wurde zu $1812 \cdot 10^{-7}$ mit einem wahrscheinlichen Fehler von weniger als 0,2 v. H. bestimmt.

2. Die Anwesenheit von Wasserdampf in der Luft bis zu 60 v. H. der Sättigung bei 20° C hat keinen Einfluß auf η, und bei der Sättigung ist die Wirkung eine Zunahme von nicht mehr als 0,3 v. H.

Universität Chicago, Ryerson Physical Laboratory, 18. November 1912.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé).

(Eingegangen 4. Dezember 1912.)

Über das Nachleuchten in reinem Stickstoff nach Durchgang elektrischer Entladungen.

Von A. Koenig und E. Elöd.

Im vorletzten Heft dieser Zeitschrift (**14**, 74 bis 76, 1913) hat Herr F. Comte über Versuche berichtet, die in auffallendem Widerspruche zu den Angaben stehen, welche R. J. Strutt in seinen Abhandlungen über aktiven Stickstoff[1]) betr. der Ursache des Stickstoffnachleuchtens macht. Comte bezweifelt die Richtigkeit der Annahme, daß das Leuchten dem reinen Stickstoff zukomme, der durch die Entladung aktiviert werde, und glaubt den Beweis erbracht zu haben, daß eine gewisse, wenn auch sehr kleine Spur Sauerstoff zur Hervorbringung des Phänomens notwendig sei.

Wir haben uns nun gelegentlich einer noch im Gang befindlichen Arbeit über chemische Wirkungen elektrischer Entladungen in Gasen bemüht, Strutts Versuche möglichst einwandfrei zu reproduzieren; und da uns dies, wie wir glauben, gelungen ist, so sehen wir uns veranlaßt, an den Ausführungen Comtes Kritik zu üben.

Auch uns erschien es wichtig, den Stickstoff möglichst rein, insbesondere frei von Sauerstoff und von Wasserdampf zu erhalten, da letzterer durch Dissoziation in der Entladungsbahn Sauerstoff liefert.

Wir haben die von Strutt empfohlene Methode, den Stickstoff durch ein mit Phosphorstücken gefülltes Rohr von Sauerstoff zu befreien, bald aufgegeben, da der mitgeführte Phosphordampf durch Kondensation und Pfropfenbildung in den Hahnbohrungen Störungen verursachte. Außerdem gibt, wie schon Strutt beobachtet hat, der mitgeführte Phosphordampf Anlaß zu einer neuen weißlichen Lumineszenzerscheinung, die nach dem Abklingen des orangegelben Stickstoffleuchtens auftritt, wenn nach Unterbrechung der Entladung frisches Gas nachströmt.

Wir haben deshalb die Absorption des Sauerstoffes durch glühendes Kupfer vorgezogen, also dieselbe Methode, deren sich auch Comte bedient. Der Bombenstickstoff[1]) enthielt außer Argon etwa 1,5 Proz. CO_2 und Spuren O_2; die Kohlensäure wurde in einem Rieselturm mit Kalilauge und einem Turm mit festem Ätzkali absorbiert, das Gas durch Chlorkalzium getrocknet und dann durch ein mit fein verteiltem Kupfer beschicktes Rohr geleitet, das in einem Verbrennungsofen auf schwacher Rotglut gehalten wurde[2]). Zur völligen Trocknung passierte jetzt der Stickstoff ein Spiralrohr, das durch Eintauchen in einen Brei von Azeton und fester Kohlensäure auf $-80°$ gehalten wurde[3]). Die Probe auf Sauerstofffreiheit des Gases geschah mit einer Hempelschen Pipette, die mit frischen Stangen weißen Phosphors und ausgekochtem destilliertem Wasser beschickt war[4]): es trat weder Nebelbildung noch Leuchten auf.

Der so gereinigte Stickstoff wurde nun in einem großen, vorher evakuierten Rundkolben und aus diesem in das Entladungsgefäß eingelassen, in welchem durch ein Gaedesches Hochvakuumaggregat (Ölkapselpumpe und Quecksilberpumpe) auch bei relativ rascher Gasströmung ein Druck von wenigen Millimetern Hg aufrecht erhalten werden konnte.

An das Entladungsgefäß, einen Rundkolben von etwa einem halben Liter Inhalt mit etwa 25 cm langen Rohransätzen für die Aluminiumelektroden, deren Einkittstellen so auch bei starken Entladungen kalt blieben, war ein etwa 1 Liter fassender Rundkolben angeschlossen, der die Beobachtung des Nachleuchtens außerhalb des Entladungsgefäßes erlaubte, außerdem, durch Hähne abschließbar, ein zu einem Kolben von etwa 2 Liter Inhalt führendes weites T-Stück. Ein Manometer zeigte den Druck in der mittleren Kugel an, und an dem Hahn neben dem Manometer (vgl. Figur) konnten Gasproben entnommen werden, zur Kontrolle der Reinheit des eingefüllten Stickstoffs.

Die elektrische Einrichtung bestand aus einem

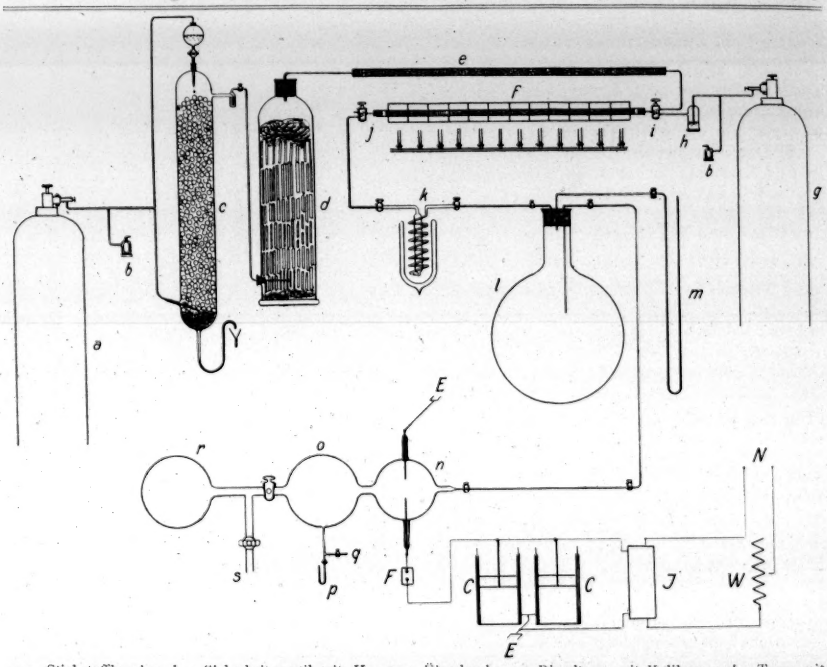
1) Proc. Roy. Soc. London A. **85**, 219, 377, 1911; **86**, 56, 262, 1911/12; **87**, 179, 1912.

1) Von den Bayerischen Stickstoff-Kohlensäurewerken G. m. b. H. in Kitzingen.

2) Erst nach stundenlangem Durchleiten zeigte sich das eine Ende der Kupferfüllung etwas oxydiert; durch Wasserstoff ließ es sich rasch wieder reduzieren.

3) Diese Trocknung ist zuverlässiger als die mit Phosphorpentoxyd.

4) Also in derselben Weise wie bei Comtes Versuchen.



a = Stickstoffbombe; b = Sicherheitsventil mit Hg gegen Überdruck; c = Rieselturm mit Kalilauge; d = Turm mit Ätzkali; l = Trockenrohr mit Chlorkalium; f = Rohr mit Kupfer in Gasofen; g = Wasserstoffbombe; h = Blasenzähler; i, j = Zweiweghähne; k = Kühler zur Wasserabscheidung; l = Gasbehälter (Windkessel); m = Manometer; n = Entladungsgefäß; o, r = Gefäße zur Beobachtung des Nachleuchtens; p = Manometer; q = Hahn für Gasprobenahme; s = Anschluß an die Saugpumpe; N = Anschluß an das städt. Wechselstromnetz; W = Vorschaltwiderstand; I = Induktor; C = Kondensator (Leidener Flaschen); F = Vorschalt-Funkenstrecke; E = Erdung.

großen Induktor, dessen Primärwickelung mit vorgeschaltetem Regulierwiderstand an das städtische Wechselstromnetz (50 Perioden, 120 Volt) angeschlossen war, zwei großen Leidener Flaschen von zusammen etwa 0,015 MF Kapazität, einer Vorschaltfunkenstrecke mit Zinkelektroden in etwa 4 mm Abstand, und der Funkenstrecke im Entladungsgefäß mit etwa 25 mm Elektrodenabstand.

Unterhalb eines Gasdruckes von 100 mm Hg erscheint an der weiß leuchtenden Bahn der Hochfrequenzentladung ein orangegelber Saum, der bei Erniedrigung des Druckes sich rasch ausbreitet und bei 40 mm Druck zu einer fast die ganze Kugel erfüllenden heftig hin und her zuckenden Flamme wird. Bei 20 mm Druck ist das Licht der nun verbreiterten Entladungsbahn violettrot, und die ganze Kugel ist mit orangegelbem Licht erfüllt. Im Spektroskop zeigt die Entladungsbahn bei hohem Druck das Linienspektrum des Stickstoffs und einige Al-Linien, bei Drucken unter 30 mm Hg das Bandenspektrum des Stickstoffs. Der gelbe Saum, die Flamme und das ganze Nachleuchten zeigt stets das von Lewis[1]) und genauer von Fowler und Strutt[2]) beschriebene Spektrum, welches im sichtbaren Gebiet durch 3 helle Banden in rot, gelb und grün charakterisiert und von Strutt als ein in der Intensitätsverteilung modifiziertes Stickstoffspektrum erkannt worden ist. Bei Drucken unter 10 mm Hg breitet sich das Nachleuchten auch in die anschließenden Gefäße aus, und bei ruckweisem Einströmenlassen des Stickstoffs wird das helle goldgelbe Leuchten bis in den seitlich angeschlossenen großen Kolben gedrückt, wo es etwa 1 Minute lang sichtbar bleibt.

Die Intensität und die Dauer des Nachleuchtens ist abhängig vom Gasdruck. Je niedriger dieser, desto länger hält sich die Lumineszenz. Natürlich ist bei sehr niedrigem Druck eine

1) Ann. d. Phys. [4] **2**, 459—468, 1900.
2) Proc. Roy. Soc. London A. **85**, 377—388, 1911.

größere Schichtdicke erforderlich, um das Phänomen mit nicht völlig ausgeruhtem Auge zu erkennen. Es mag sein, daß aus diesem Grunde in Comtes relativ engem Entladungsrohr bei 0,5—1 mm *Hg*-Druck vom Nachleuchten nichts zu sehen war, zumal da in der Nähe der Elektroden das Nachleuchten durch katalytische Wirkung derselben sehr rasch verblaßt. Dagegen spricht allerdings eine Bemerkung Comtes, daß das Nachleuchten beim Einleiten des sorgfältig gereinigten Stickstoffs nur als gelber Saum um das Entladungslicht zu sehen war: dies kann nur bei relativ hohem Gasdruck der Fall gewesen sein. An welcher Stelle der Apparatur übrigens der Druck gemessen wurde, ist aus Comtes Mitteilung nicht zu entnehmen.

Die Intensität und Dauer des Nachleuchtens wird durch Zusatz minimaler Mengen Sauerstoff oder Luft außerordentlich beeinträchtigt; Linde-Stickstoff mit etwa 0,6 Proz. Sauerstoff leuchtet nur schwach fahl grünlichgelb nach, und im Spektroskop ist neben den schwachen Banden rot, gelb, grün noch ein kontinuierliches Spektrum zu sehen. Letzteres ist nach Strutt einer Reaktion zwischen aktivem Stickstoff und Stickoxyd zuzuschreiben. Das Nachleuchten, welches in Luft von etwa 10 mm Druck beobachtet wird[1]), zeigt ebenfalls ein im wesentlichen kontinuierliches Spektrum.

Auffallend ist die Beobachtung Comtes, daß bei 10—15 mm Druck in Bombenstickstoff ein schön blaues Nachleuchten auftritt. Wir vermuten, daß außer Sauerstoff noch eine andere Verunreinigung im Gas vorhanden war, wahrscheinlich kohlenstoffhaltige Gase, aus dem Hahnfett od. dgl. Denn sehr geringe Spuren von Kohlenwasserstoffen, die im Spektrum der Entladungsbahn noch kaum erkennbar sind, beeinflussen erheblich das Nachleuchten: es wird rötlich bis violettrot, die Banden des aktiven Stickstoffs werden fast völlig durch das Zyanspektrum verdeckt, und im Gas läßt sich die Bildung von Zyan chemisch nachweisen.

Nach unseren Erfahrungen wird das Nachleuchten in Stickstoff bei fortschreitender Reinigung desselben von fremden Gasen, insbesondere von Sauerstoff, nicht schwächer, sondern stärker und von immer längerer Lebensdauer. Die von Herrn Comte wieder hervorgeholte Hypothese von Lewis[2]), daß das Leuchten durch einen Sauerstoffgehalt des Stickstoffs bedingt werde, verliert deshalb für uns an Wahrscheinlichkeit, und wir schließen uns aus diesem wie auch aus anderen Gründen der Annahme Strutts an, daß das gelbe Nachleuchten mit dem Entstehen von aktivem Stickstoffmolekülen (freien Stickstoffatomen) in der Entladung zusammenhängt, welche unter Energieabgabe zu inaktiven Stickstoffmolekülen wieder zusammentreten.

Für die Förderung unserer Untersuchungen und sein lebhaftes Interesse an denselben sind wir Herrn Geh. Rat Engler sehr zu Dank verpflichtet.

Karlsruhe i. B., Chemisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 1. Februar 1913.)

1) Vgl. auch Comte, l. c. S. 74.
2) l. c.

Über die Tätigkeit des Ausschusses für Einheiten und Formelzeichen (AEF)[1]).

Von F. Neesen.

Die allseits bekannten Unstimmigkeiten in Definition, Namen und Bezeichnung der naturwissenschaftlichen Größen werfen dem Fortschreiten der Wissenschaft, insbesondere der Anwendung ihrer Ergebnisse in der Praxis, sowie dem Studium derselben einen schweren Stein in den Weg. Daher sind schon öfters Ansätze dazu gemacht worden, eine Einheitlichkeit zu erzielen, doch ohne nachhaltigen Erfolg. Der Grund hierfür mag wohl darin zu suchen sein, daß diese Versuche einseitig von einer besonderen Gruppe der wissenschaftlichen Arbeiter unternommen wurden.

Auf einem allgemeineren Standpunkte fußt der im Jahre 1907 dank der Initiative von Geheimrat Strecker (Berlin) gegründete Ausschuß für Einheiten und Formelzeichen, Abkürzung AEF, in welchem sich die verschiedensten Zweige der Wissenschaft zum gemeinsamen Vorgehen zusammengefunden haben: 12 Vereine mit rund 50000 Mitgliedern sind in demselben vertreten, und zwar:

	Name des Vereins	Mitgliederzahl am 1.4.1911
1	Elektrotechnischer Verein	2534
2	Verband Deutscher Elektrotechniker	4842
3	Verein Deutscher Ingenieure	24082
4	Verband Deutscher Architekten- und Ingenieur-Vereine	9937
5	Verein Deutscher Maschinen-Ingenieure	730
6	Deutsche Physikalische Gesellschaft	540
7	Deutsche Bunsen-Gesellschaft für angewandte physikalische Chemie	719
8	Österreichischer Ingenieur- und Architekten-Verein	3252
9	Elektrotechnischer Verein in Wien	1250
10	Schweizerischer Elektrotechnischer Verein	1019
11	Verein deutscher Gas- und Wasserfachmänner	1134
12	Verband Deutscher Zentralheizungsindustrieller	149

1) Vorgetragen in der Sektion für Physik auf der 84. Naturforscherversammlung in Münster i. W.

Geschäftsführender Verein ist der Elektrotechnische Verein; Geschäftsstelle Berlin SW. 11, Königgrätzer Straße 106.

Wie ersichtlich, beschränkt sich die Vereinigung auf deutschsprechende Länder. Mit internationalen Bestrebungen soll nur eine Fühlung angestrebt werden.

Jeder Verein entsendet vier Mitglieder, die Deutsche Physikalische Gesellschaft ist zurzeit vertreten durch die Herren Jäger, Jahnke, Neesen, Scheel.

Der eingehaltene Arbeitsgang wird zeigen, daß die Ergebnisse, zu welchen der Ausschuß gelangt, nicht allein sich auf eine außerordentlich eingehende Prüfung gründen, sondern auch wegen der vorgesehenen Nachprüfung von seiten aller derjenigen, die ein Interesse an dieser Frage haben, auf allgemeinere Zustimmung rechnen dürfen.

Die einzelnen Fragen, welche von den Vereinen oder sonstwie angeregt werden, kommen in einer ersten Sitzung zur vorläufigen Besprechung; zu eingehenderer Beratung wird ein Unterausschuß ernannt, auf dessen Bericht sich der ganze Ausschuß mit der Frage befaßt. Gewöhnlich wird letztere dann nochmals an den Unterausschuß zurückverwiesen. Ist im Ausschuß Verständigung erzielt, so bekommen die einzelnen Vereine den vorläufigen Beschluß zur Kenntnis, Veröffentlichung in ihren Zeitschriften und Stellungnahme.

Unter Berücksichtigung der von den Vereinen oder Einzelnen eingegangenen Beanstandungen findet im Ausschuß eine erneute Beratung statt. Vielfach gaben die Anstände Veranlassung zu nochmaliger Verweisung an die Kommission; sind Änderungen der ersten Fassung nicht nötig oder nur geringfügig, so wird von dem Ausschuß ein definitiver Beschluß gefaßt und den einzelnen Vereinen als solcher zur Berücksichtigung mitgeteilt. Ein Zwang kann und soll mit den Vorschlägen, die in diesem definitiven Beschluß gemacht sind, auf den Einzelnen nicht ausgeübt werden; es soll nur jedem Lehrenden, jedem Mitarbeiter mitgeteilt werden, wo die besten Aussichten zu einer allgemeinen Verständigung liegen. Die eigene, vorurteilslose Überlegung muß den Einzelnen bestimmen, ob er sich dem Gefundenen anschließen oder seinen eigenen Weg gehen will.

Das Bestreben des Ausschusses geht zunächst dahin, aus dem Bestehenden dasjenige herauszuschöpfen, was auf Zustimmung einer überwiegenden Mehrheit rechnen kann, wobei natürlich die Stimmen nicht einfach gezählt, sondern auch zu wägen sind. Es ist das innerhalb des Ausschusses stets in erfreulicher Weise festgehalten worden, dafür spricht auch schon der Umstand, daß jeder Verein dieselbe Anzahl von Vertretern schickt trotz der Verschiedenheit in der Mitgliederzahl.

Der Ausschuß sieht seine Aufgabe aber nicht allein darin, aus dem Bestehenden das Beste herauszusuchen, er sieht sich manchmal auch zu Abweichungen von dem Vorhandenen gedrängt, zu neuen Festsetzungen, Namen usf.

Von den bisherigen Arbeiten ist im Jahre 1911 ein zusammenfassender Bericht erschienen unter der Bezeichnung: „Verhandlungen des Ausschusses für Einheiten und Formelzeichen in den Jahren 1907 bis 1911. Herausgegeben im Auftrag des AEF von Dr. Karl Strecker".

Darnach waren bis 1911 in zweiter Lesung erledigt, also in definitiver Fassung angenommen:

1. Wert des mechanischen Wärmeäquivalents.
2. Leitfähigkeit und Leitwert.

Der Wert des mechanischen Wärmeäquivalents.

1. Der Arbeitswert der 15^0-Grammkalorie ist $4{,}189 \cdot 10^7$ Erg.
2. Der Arbeitswert der mittleren (0^0- bis 100^0-) Kalorie ist dem Arbeitswert der 15^0-Kalorie als gleich zu erachten.
3. Der Zahlenwert der Gaskonstante ist: $R = 8{,}316 \cdot 10^7$, wenn als Einheit der Arbeit das Erg gewählt wird; $R = 1{,}985$, wenn als Einheit der Arbeit die Grammkalorie gewählt wird.
4. Das Wärmeäquivalent des internationalen Joule ist 0,23865 15^0-Grammkalorie.
5. Der Arbeitswert der 15^0-Grammkalorie ist 0,4272 mkg, wenn die Schwerkraft bei 45^0 Breite und an der Meeresoberfläche zugrunde gelegt wird.

Leitfähigkeit und Leitwert.

Das Reziproke des Widerstandes heißt Leitwert, seine Einheit im praktischen elektromagnetischen Maßsystem Siemens; das Zeichen für diese Einheit ist *S*.

Das Reziproke des spezifischen Widerstandes heißt Leitfähigkeit oder spezifischer Leitwert.

In erster Lesung angenommen und den Vereinen mitgeteilt waren bis 1911 die Beschlüsse zu folgenden Aufgaben:

1. Begriffsbestimmung für Potential, Potentialdifferenz, elektromotorische Kraft, Spannung, Spannungsdifferenz.
2. Temperaturbezeichnungen.
3. Wechselstromgrößen.
4. Formelzeichen, Liste A.
5. Einheitsbezeichnungen.
6. Arbeit und Energie.

7. Mathematische Zeichen.
8. Ersatz der Pferdestärke.
9. Formelzeichen, Liste B.

Von diesen neun Aufgaben sind im Jahre 1912 Nr. 2, 4 und 9 in zweiter Lesung erledigt. Für die übrigen sechs haben die eingegangenen Bemängelungen und eigene Erwägungen dem Ausschuß Anlaß zu nochmaliger eingehender Prüfung ergeben.

Temperaturbezeichnungen.

1. Wo immer angängig, namentlich in Formeln, soll die absolute Temperatur, die mit T zu bezeichnen ist, benutzt werden.

2. Für alle praktischen und viele wissenschaftliche Zwecke, bei denen an der gewöhnlichen Celsiusskala festgehalten wird, soll empfohlen werden, lateinisch t zu verwenden, sofern eine Verwechslung mit dem Zeitzeichen t ausgeschlossen ist.

Wenn gleichzeitig Celsiustemperaturen und Zeiten vorkommen, so soll für das Temperaturzeichen das griechische ϑ verwendet werden.

Beispiel.

So soll man bei der Verwendung des Carnot-Clausiusschen Prinzips statt $Q\frac{\mathrm{d}t}{t+273}\cdots Q\frac{\mathrm{d}T}{T}$ schreiben, andererseits soll die Längenänderung eines Stabes ausgedrückt werden durch die Formel:

$$l = l_0(1 + \alpha t + \beta t).$$

(Vergleiche nebenstehende Tabellen.)

In Bearbeitung sind folgende Aufgaben:

1. Durchflutung und Strombelag.
2. Verbesserung elektrischer Benennungen.
3. Unterscheidende Namengebung für Wechselstromarten.
4. Drehsinn und Voreilung im Wechselstromdiagramm.
5. Formelzeichen für zeitlich veränderliche Ströme und magnetische Größen.
6. Feld und Fluß.
7. Name für die Abnahme der Kraftflußwindung in der Zeiteinheit.
8. Name für Nebenschluß.
9. Zeichen für Spannungen.
10. Benennungen in der Reglertheorie.
11. Einführung eines Namens für Drehzahl in der Minute.
12. Entwurf eines einheitlichen Maßsystems.
13. Dichte und spezifisches Gewicht.
14. Einheitliche Normaltemperatur.
15. Einführung einer mechanisch definierten Energieeinheit für die Wärmemenge.
16. Name für das dritte thermodynamische Potential.

Liste A.

Größe	Zeichen
Länge	l
Masse	m
Zeit	t
Halbmesser	r
Durchmesser	d
Wellenlänge	λ
Körperinhalt, Volumen	V
Winkel, Bogen	$\alpha, \beta \ldots$
Voreilwinkel, Phasenverschiebung	φ
Geschwindigkeit	v
Fallbeschleunigung	g
Winkelgeschwindigkeit	ω
Umlaufzahl, Drehzahl (Zahl der Umdrehungen in der Zeiteinheit)	n
Wirkungsgrad	η
Druck (Druckkraft durch Fläche)	p
Elastizitätsmodul	E
Temperatur, absolute	T
„ vom Eispunkt aus	t
Wärmemenge	Q
Spezifische Wärme	c
Spezifische Wärme bei konstantem Druck	c_p
Spezifische Wärme bei konstantem Volumen	c_v
Wärmeausdehnungskoeffizient	α
Magnetisierungsstärke	$\mathfrak{J}$
Stärke des magnetischen Feldes	$\mathfrak{H}$
Magnetische Dichte (Induktion)	$\mathfrak{B}$
Magnetische Durchlässigkeit (Permeabilität)	μ
Magnetische Aufnahmefähigkeit (Suszeptibilität)	$\varkappa$
Elektromotorische Kraft	E
Elektrizitätsmenge	Q
Induktivität (Selbstinduktionskoeffizient	L
Elektrische Kapazität	C

Liste B.

Nr.	Größe	Zeichen
1	Fläche	F
2	Kraft	P
3	Moment einer Kraft	M
4	Arbeit	A
5	Leistung	L
6	Normalspannung	σ
7	Spezifische Dehnung	ε
8	Schubspannung	τ
9	Schiebung (Gleitung)	γ
10	Schubmodul	G
11	Spezifische Querzusammenziehung $\nu = 1/m$ (m Poissonsche Zahl)	ν
12	Trägheitsmoment	$\mathfrak{J}$
13	Zentrifugalmoment	C
14	Reibungsziffer (Koeffizient)	μ
15	Widerstandsziffer für Flüssigkeitsströmung	ζ
16	Schwingungszahl in der Zeiteinheit	n
17	Mechanisches Wärmeäquivalent	$\mathfrak{J}$
18	Innere Energie	U
19	Entropie	S
20	Verdampfungswärme	r
21	Gaskonstante	R
22	Heizwert	H
23	Brechungsquotient	n
24	Hauptbrennweite	f
25	Lichtstärke	$\mathfrak{J}$
26	Widerstand, elektrischer	R
27	Stromstärke, elektrische	I

Die Beteiligung der einzelnen Vereine bei der Beratung der nach der ersten Lesung ihnen zugegangenen Beschlüsse ist sehr verschieden, teilweise bedingt durch die Art der betreffenden Frage. Während z. B. von physikalischer Seite zu der Festsetzung des mechanischen Wärmeäquivalents sehr wertvolle Äußerungen eingingen, war das bei den Aufgaben über Formelzeichen, auch Einheitsbezeichnungen, nicht der Fall. Die sich hierin zeigende Minderbewertung dieser formalen Sachen ist zu bedauern, wenn auch in gewissem Grade zu verstehen. Die Techniker sind zurzeit noch viel mehr in der Lage, Ergebnisse der reinen physikalischen Forschung in ihrem Gebiete anzuwenden als umgekehrt. Diese stoßen daher auch eher auf die Schwierigkeiten, das, was die Sprache des Physikers, vielleicht auch wieder in der mannigfachsten Mundart, gibt, in ihre Sprache umzusetzen. Doch das kann sich ändern. Auch die sogenannte reine Wissenschaft muß immer mehr auf die Anwendungen in der Praxis Rücksicht nehmen. Vor allem muß jeder Lehrer, gleichgültig welcher Anstalt er angehört, das Bestreben haben, seinen Schülern die Wege möglichst zu ebnen, und das ist nicht der Fall, wenn der Hörer, von einem zum anderen Lehrer kommend, sich mit neuen Ausdrücken und Zeichen für denselben Begriff vertraut machen muß. Ich weiß das wenigstens aus dem Verkehr mit meinen Zuhörern. Als ein scharfes Beispiel für solche Schwierigkeit fiel in den Verhandlungen des Ausschusses auf, daß das Wort Dichte von den Technikern auf der einen Seite, den Chemikern und Physikern auf der anderen Seite in grundverschiedener Weise benutzt wird. Jene bezeichnen damit den Kraftinhalt eines Volumens, diese den Masseninhalt; für jene wird die Dichte mit zunehmender Entfernung von der Erde kleiner; für diesen nicht, da für ihn die Dichte nur eine Eigenschaft der Materie an sich ist, wie dieselbe im Volumen aufgehäuft ist.

Die eigene Gewöhnung, eigene Bequemlichkeit muß für den Lehrenden bei solchen Fragen gegenüber der Rücksicht darauf zurücktreten, daß die Lernenden auch an anderen Stellen ihr geistiges Gut mehren müssen.

Daher sind insbesondere für den Lehrenden die Bestrebungen des AEF von der größten Bedeutung.

(Eingegangen 27. Januar 1913.)

Vorführungen einiger Versuche mit der Gaedeschen Molekularluftpumpe[1]).

Von K. Goes.

Prinzip und Wirkungsweise der Gaedeschen Molekularluftpumpe lassen sich leicht an der Hand einfacher Demonstrationsversuche erläutern. Ich wollte mir erlauben, Ihnen einige dieser Versuche vorzuführen:

Zur Demonstration der Unabhängigkeit der inneren Reibung der Gase vom Druck bedient man sich zweckmäßig eines Apparats, der aus zwei an einem vertikalen Brett dicht nebeneinander angebrachten Manometern besteht (Fig. 1).

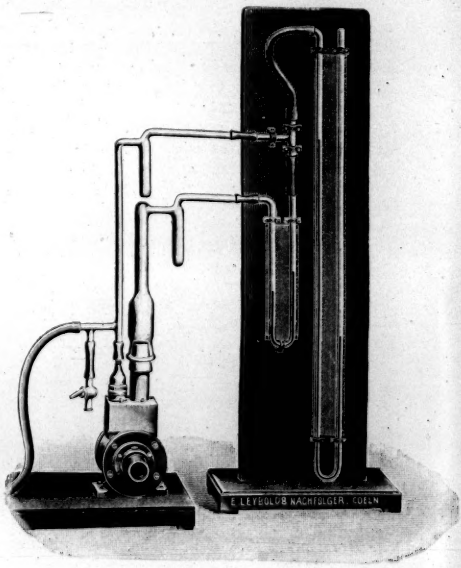


Fig. 1.

Das kleinere der beiden Manometer wird zwischen Vor- und Hochvakuumstutzen der Molekularluftpumpe angeschlossen und dient dazu, die durch Gasreibung erzeugte Druckdifferenz zu messen, das größere zwischen Vorvakuum und Atmosphäre, um den von der Vorpumpe erzeugten Druck kontrollieren zu können. Die an den Manometerzuleitungen sichtbaren Glassäcke sind lediglich zum Schutze gegen ein etwaiges Überstürzen von Manometerflüssigkeit

1) Vorgetragen auf der Versammlung Deutscher Naturforscher und Ärzte in Münster am 16. September 1912. Diskussion vgl. diese Zeitschr. 13, 1105, 1912.

in die Pumpe angebracht. Die Verbindung zwischen Vorpumpe und Molekularluftpumpe ist mit einem Hahn versehen, um jeden beliebigen Druck bequem einstellen zu können. Setzt man die Molekularluftpumpe in Gang, so zeigt das kleine Manometer die durch die innere Reibung der Luft erzeugte Druckdifferenz an. Diese Differenz bleibt konstant, wenn man mittels der Vorpumpe den Druck in der Apparatur mehr

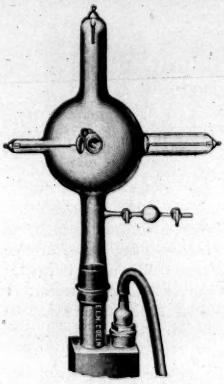


Fig. 2.

und mehr erniedrigt. Erst bei sehr tiefen Drucken nimmt sie infolge Nachlassens der äußeren Reibung des Gases ab. Es ist notwendig, bei diesem Versuche die Tourenzahl der Molekularluftpumpe nicht über 3000 pro Minute zu steigern, da bei höheren Tourenzahlen die Konstanz der Druckdifferenz durch auftretende Wirbelbewegungen (Turbulenz) gestört wird.

Um die große Saugleistung der Pumpe bei niederen Drucken zeigen zu können, kann man sich einer Röntgenröhre von ca. $1^1/_2$ l Inhalt bedienen, die mit einem kleinen Nebenrezipienten versehen ist, der sowohl mit dem Innern der Röhre wie auch mit der Außenluft durch Hähne in Verbindung gebracht werden kann (Fig. 2).

Man evakuiert zunächst die Röhre, während beide Hähne geschlossen sind, bis zum Auftreten der grünen Glasfluoreszenz. Dann öffnet man den inneren Hahn, so daß Luft aus dem Nebenrezipienten in die Röhre einströmen kann. Die Volumina von Röhre und Nebenrezipient sind so bemessen, daß dabei ein Druck von einigen Millimetern *Hg* in der Röhre entsteht. Man beobachtet, wie nach etwa 8 Sekunden vom Öffnen des Hahns ab wieder grüne Glasfluoreszenz auftritt. Hat man parallel zu Induktor und Röntgenröhre noch eine Funkenstrecke von 15 cm Schlagweite eingeschaltet, so tritt wenige Sekunden später ein starker Funkenübergang auf, der nicht erlöscht, wenn man die Funkenstrecke auf 18 cm auszieht, wenn auch der benutzte Induktor nur 20 cm maximale Schlagweite liefert. Die Leuchterscheinungen in der Röhre gehen dabei auf ein Minimum zurück.

Anstatt der Röntgenröhre kann man auch ein 1 m langes, ca. 3 cm weites Entladungsrohr mit Nebenrezipient benutzen (Fig. 3).

Das ist etwa die Größe, wie sie gewöhnlich bei der Quecksilberpumpe Verwendung findet. Stellt man den analogen Versuch wie mit der Röntgenröhre an, so geht die Entlüftung hier so schnell vor sich, daß sich die einzelnen Entladungsstadien nicht mehr getrennt beobachten lassen. Nach wenigen Augenblicken zeigt die ganze Röhre grüne Glasfluoreszenz. Wendet man dagegen ein größeres Entladungsrohr von $2-2^1/_2$ m Länge und ca. 7 cm Weite an, so kann man die einzelnen Entladungsstadien mit großer Deutlichkeit einem großen Hörerkreise vorführen.

Die wichtigste Eigenschaft der neuen Pumpe, ihre Fähigkeit, auch Dämpfe abzusaugen, kann man leicht in der Weise zeigen, daß man in den Nebenrezipienten der schon vorhin benutzten Röntgenröhre etwas leicht verdampfbare Flüssigkeit, z. B. Wasser, einfüllt. Solange die Verbindung zwischen Nebenrezipienten und der Röhre offen ist, entspricht die Form der Entladung dem Drucke des Wasserdampfs. Sperrt man aber diese Verbindung, so gelangt die Röhre in etwa 10 Sekunden auf Röntgenvakuum. Es wird also Wasserdampf fast ebenso schnell wie Luft aus einem Rezipienten entfernt.

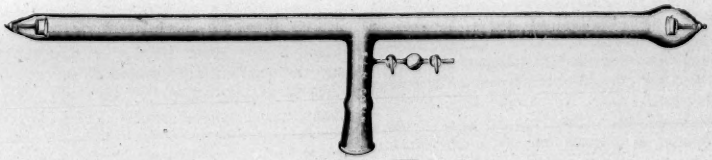


Fig. 3.

Technische Bemerkungen zur Molekularluftpumpe.

Soll die Pumpe betriebssicher und wirksam sein, so darf der mit hoher Tourenzahl rotierende Anker nicht am Gehäuse schleifen. Andererseits aber muß der Abstand der Ankerscheiben vom Gehäuse sehr gering sein. Zwischen die einzelnen Ankerscheiben greifen in ebenfalls sehr geringem Abstand von diesen die Kammzapfen ein, so daß es auch nicht möglich ist, dem Anker etwas Spiel in axialer Richtung zu geben. Daraus ergibt sich, daß die Lager der Molekularluftpumpe sehr stabil sein müssen und auch bei langer Betriebszeit ein merkbarer Verschleiß nicht eintreten darf. Diesen Bedingungen ist genügt, einmal durch eine besonders lange Lagerung der Achse, dann aber vor allem durch eine eigentümliche, sehr wirksame Ölung: In die Lagerbüchse ist ein flaches Spiralgewinde eingeschnitten, dessen eines Ende in Kommunikation steht mit einem kleinen Steigrohr, das in den Ölbehälter taucht. Aus diesem Behälter wird infolge der saugenden Wirkung des Gewindes bei der Ankerrotation das Öl durch das Steigrohr zur Achse gefördert. Am anderen Ende des Gewindes befindet sich eine Bohrung durch die Lagerbüchse, durch die das Öl in den Behälter zurückfließt. Analog ist auch die schon von Gaede in dieser Zeitschrift (**13**, 864, 1912) erwähnte dynamische Ölabdichtung des Innenraums der Pumpe gegen die Atmosphäre eingerichtet: Auf die Pumpenachse ist mehr nach dem Innern zu ein zweites Gewinde in der dem ersten entgegengesetzten Richtung eingeschnitten, das das infolge des Atmosphärendruckes nach dem Innern der Pumpe zudrängende Öl nur bis zu einer gewissen, von der Tourenzahl des Ankers abhängigen Stelle vordringen läßt.

Um auch die Abnutzung der Lagerteile in axialer Richtung möglichst gering zu machen, ist es nötig, jeden seitlichen Zug an der Achse sorgfältigst zu vermeiden. Dies ist um so schwieriger, als es nicht angängig ist, den Anker des Antriebsmotors ohne seitliches Spiel laufen zu lassen. Man kann so verfahren, daß man den Motor zunächst ein Vorgelege treiben läßt, das nur geringes seitliches Spiel besitzt, und dann mittels einer Stiftkupplung dem Pumpenanker das Drehmoment erteilt. Diese Anordnung würde überdies den Vorteil gewähren, daß eine Verbiegung der relativ schwachen Pumpenachse durch zu starkes Anspannen des Riemens ausgeschlossen wäre. Sehr schwer aber ist es, die Kupplung so einzurichten, daß die, wenn auch kleinen Stöße des Vorgeleges und Elektromotors nicht teilweise noch auf die Pumpenachse übertragen werden. Auch die beste Kupplung ist nicht ganz frei von diesem Fehler. Viel günstiger verhält sich in dieser Beziehung ein über eine sehr flache Riemenscheibe laufender dünner Riemen. Er pariert jede seitliche Bewegung des Motorankers sofort durch Hin- und Herlaufen auf der Scheibe. Daß er leichter ausweicht als die an den Stiften reibende Scheibe einer Stiftkupplung, läßt sich zeigen mittels der kleinen, in Fig. 4 wiedergegebenen Vorrichtung.

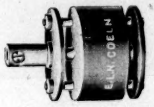


Fig. 4.

Diese besteht aus einer Riemenscheibe, die an drei zwischen zwei Platten befestigten Führungsstangen ungeheuer leicht hin- und hergleiten kann. Man setzt sie fest auf die Pumpenachse auf, legt den Riemen über die Scheibe und treibt die Pumpe mittels Elektromotors an. Erteilt man dann dem Motoranker eine seitliche Bewegung, so gleitet der Riemen sofort um ein entsprechendes Stück seitwärts, die Rolle aber bleibt an der alten Stelle sitzen. Daraus ergibt sich, daß der direkte Antrieb mittels dünnen Riemens ohne Verwendung eines Vorgeleges und einer Kupplung der für die Molekularpumpe geeignetste ist[1]).

Was die Prüfung der Pumpen angeht, so muß sie sich einmal auf eine Kontrolle der mechanischen Ausführung, andererseits auf eine Messung der Leistung beziehen. Dreht man den Pumpenanker mit mäßiger Geschwindigkeit und legt das Ohr an den Saugstutzen an, so soll eine gute Pumpe keine erheblichen Geräusche zeigen, worauf bei der Prüfung in der Fabrik in erster Linie gesehen wird. Werden solche jedoch festgestellt, so kann man häufig aus der Art derselben auf die Fehler der Pumpe schließen: Ein Schleifen des Ankers am Gehäuse gibt sich meist durch ein periodisch bei jeder Umdrehung ein oder mehrere Male hörbares Kratzen zu erkennen. Schleift dagegen der Anker am Kamm, so hört man einen der Eigenschwingung des Kammzapfens entsprechenden hohen, ebenfalls periodisch auftretenden Ton. Fremdkörper im Lager dagegen verursachen meist ein dauerndes Schleifgeräusch.

Die Abhörmethode ist von ganz besonderer Bedeutung insofern, als sie häufig die Möglich-

1) Die Firma E. Leybolds Nachfolger, Köln a. Rh., liefert die Pumpen nur noch mit direktem Riemenantrieb.

keit bietet, gewisse Störungen an einer Pumpe zu erkennen und durch eine einfache Neueinstellung des Ankers oder auf anderem Wege zu beseitigen, ohne die mühsame Öffnung und Neuverkittung der Pumpe vornehmen zu müssen.

Die weitere Prüfung erstreckt sich dann auf eine Messung der Pumpgeschwindigkeit, des erreichbaren Vor- und Hochvakuums, sowie eine Beobachtung der Pumpe beim Dauerbetrieb.

(Eingegangen 8. Januar 1913.)

BESPRECHUNGEN.

E. Arnold, Die Wechselstromtechnik. gr. 8. Berlin, Julius Springer.

I. Band: J. L. La Cour u. O. S. Bragstad, Theorie der Wechselströme. 2. Auflage. XIII u. 922 S. mit 591 Figuren. 1910. Gebunden M. 24.—

II. Band: E. Arnold u. J. L. La Cour, Die Transformatoren, ihre Theorie, Konstruktion, Berechnung und Arbeitsweise. 2. Auflage. XI u. 450 S. mit 443 Figuren und 6 Tafeln. 1910. Gebunden M. 16.—

III. Band: E. Arnold, Die Wicklungen der Wechselstrommaschinen. 2. Auflage. XII u. 371 S. mit 463 Figuren und 5 Tafeln. 1912. Gebunden M. 13.—

V. Band: E. Arnold, J. L. La Cour u. A. Fraenckel, Die asynchronen Wechselstrommaschinen. II. Teil: Die Wechselstromkommutatormaschinen. Ihre Theorie, Berechnung, Konstruktion und Arbeitsweise. XVI u. 659 S. mit 400 Figuren, 8 Tafeln und dem Bildnis E. Arnolds. 1912. Gebunden M. 20.—

Das großzügige Arnoldsche Werk über Wechselstromtechnik ist weit über Deutschlands Grenzen hinaus bekannt. Seine Vorzüge bestehen in der tiefen Gründlichkeit, mit der die zahllosen Wechselstromerscheinungen, die in der ausführenden Technik eine Rolle spielen, durchgearbeitet sind. Viele Probleme, die bis dahin nur in roher Abschätzung behandelt wurden, sind von Arnold auf eine sichere wissenschaftliche Grundlage gestellt, so daß ihre zahlenmäßige Beherrschung ermöglicht wurde.

Im ersten Bande sind vor allem die analytischen und graphischen Methoden der Behandlung allgemeiner Stromkreise besprochen, die von sinusförmigem Wechselstrom durchflossen werden. Vektordiagramme und Arbeitskreisdiagramme beherrschen die ganze Darstellung. Nach kurzer Besprechung der physikalischen Erscheinungen im Dielektrikum, in Elektrolyten und Gasen werden die neuerdings in der Hochspannungstechnik so wichtigen unstationären Ströme besprochen, die beim Schalten und bei Störungen auftreten.

Der zweite Band über Berechnung und Konstruktion der technischen Transformatoren ist naturgemäß mehr für den Praktiker zugeschnitten, für den er ein Kompendium des Transformatorbaues bedeutet. Auch hier sind die wichtigen, erst neuerdings durch ihre Gefährlichkeit hervorgetretenen Ein- und Ausschalteerscheinungen gebührend gewürdigt und in ihren Ursachen verfolgt.

Im dritten Bande sind sowohl die zahlreichen praktisch verwendeten, als die überhaupt möglichen Wicklungen der Wechselstrommaschinen in theoretischer und konstruktiver Richtung mit besonderer Vollständigkeit besprochen. Erfreulich ist die Grundlegung des Gebietes, die auf das allgemeinste Induktionsgesetz zurückgeht und sich nicht, wie es in vielen sonst guten Büchern zu finden ist, mit der Angabe von bestimmten Regeln begnügt, die zwar einfacher sind, aber dafür nicht in allen vorkommenden Fällen stimmen.

Der zweite Teil des fünften Bandes liegt zum ersten Male vor und handelt über die im Vordergrunde des Interesses stehenden Wechselstromkollektormotoren, sowohl für Einphasenstrom wie für Drehstrom. Ein zusammenfassendes Werk fehlte hier bisher. Bei der enormen Fülle von Motorschaltungen, die, besonders in der Patentliteratur, vorgeschlagen worden sind, begnügten die Verfasser sich im wesentlichen mit den in die Praxis eingedrungenen. Vielleicht könnte die Beschränkung bezüglich der sehr zahlreichen Regelungsverfahren noch etwas größer sein, und diese dafür einheitlicher behandelt werden.

Aussetzen kann man an dem Werke, besonders an Bd. I und V, 2 die oft zu sehr ins Mathematisch-Formale ausartende Behandlungsweise von Einzelproblemen, mit Rechnungsmethoden, die den meisten Lesern ungewohnt sind und ihm trotz eifrigen Studiums schwer im Gedächtnis haften bleiben. Sodann ist die außerordentliche Spärlichkeit der Literatur- und Quellenangaben zu bedauern, die weder den zahlreichen Forschern, die an der Entwicklung der Elektrotechnik mitgearbeitet haben, gerecht werden, noch dem Leser — Studenten wie Praktiker — die Möglichkeit verschaffen, Spezialstudien über Einzelfragen zu treiben. Nichtsdestoweniger wird das Arnoldsche Werk, dem sein Verfasser und Organisator die letzten 10 Jahre seines Lebens widmete, sich seinen dauernden Platz in der elektrotechnischen Weltliteratur behaupten, in der es an Vollständigkeit und Tiefe der Durcharbeitung an erster Stelle steht.

R. Rüdenberg.

Arbeiten aus dem elektrotechnischen Institut der großherzogl. technischen Hochschule Fridericiana zu Karlsruhe. Herausgegeben von Dr. E. Arnold. II. Band. 1910—11. gr. 8. VIII u. 350 S. mit 284 Figuren. Berlin, Julius Springer. 1911. M. 10.—

Eine Reihe sehr wertvoller Dissertationen, die unter Arnolds Leitung in seinem Institute entstanden, sind hier zu einem Bande zusammengefaßt. Alle behandeln die Untersuchung der Wirkungsweise spezieller neuer Typen von Dynamomaschinen: H. S. Hallo untersucht den Kaskadenumformer sowie den Spaltpolumformer, als typische Vertreter der neuesten europäischen und amerikanischen Mode der Umformung von Drehstrom in Gleichstrom. B. v.

Umigroff konstruiert eine Unipolarmaschine und untersucht sie experimentell und mit besonderem Geschick rechnerisch hinsichtlich der verwendeten Flüssigkeitskontakte. O. Stern nimmt Feldkurven des Repulsionsmotors auf und zieht Vergleiche mit theoretisch berechneten Wicklungsfaktoren. M. Radt bestimmte experimentell die Hysteresis- und Wirbelstromverluste in elliptischen Drehfeldern, wie sie in Wechselstromkollektormotoren vorkommen und findet Übereinstimmung mit der zum Teil bereits vorliegenden Theorie (des Rezensenten), zum Teil ergänzt er sie wertvoll. Schließlich untersucht A. Rajz eine Reihe von Kaskadenschaltungen von Drehstrom-Asynchronmotoren mit Kollektormaschinen, die zur verlustfreien Geschwindigkeitsregelung größerer Motoren vielfach Anwendung findet. Seine Resultate sind wegen abweichender Schaltung leider nicht ohne weiteres auf die Praxis übertragbar.

R. Rüdenberg.

F. Niethammer, Elektromotoren, Umformer und elektrische Motorantriebe. 2. Auflage. (Handbuch der Elektrotechnik. Band IX.) gr. 8. XVI u. 469 S. mit 404 Abbildungen, darunter 25 Tafeln. Leipzig, S. Hirzel. 1910. Gebunden M. 20.—

H. Kyser, Die elektrische Kraftübertragung. I. Band: Die Motoren, Umformer und Transformatoren, ihre Arbeitsweise, Schaltung, Anwendung und Ausführung. gr. 8. VIII u. 372 S. mit 277 Textfiguren und 5 Tafeln. Berlin, Julius Springer. 1912. Gebunden M. 11.—

E. Kosack, Elektrische Starkstromanlagen. Maschinen, Apparate, Schaltungen, Betrieb. Kurzgefaßtes Hilfsbuch für Ingenieure und Techniker, sowie zum Gebrauch an technischen Lehranstalten. gr. 8. XI u. 287 S. mit 259 Figuren. Berlin, Julius Springer. 1912. Gebunden M. 7.—

Diese drei Werke beschäftigen sich mit den technischen Einzelheiten der elektrischen Arbeitsübertragung. Das erste Buch stellt eine große Zahl von Maschinenkonstruktionen mit ihren Hilfsapparaten zusammen und geht auch teilweise auf die Theorie derselben ein. Es könnte von einheitlicherem Standpunkte aus geschrieben sein und etwas modernere Anlagen enthalten.

Das zweite Buch gibt einen recht guten Überblick über die Schaltungsmöglichkeiten zur Kraftübertragung an Hand von sehr zahlreichen schematischen Schaltbildern. Entsprechend ihrer Bedeutung für Fernleitungen sind die Transformatoranlagen besonders ausführlich behandelt, wobei genau wie bei der Besprechung der Motoren und rotierenden Umformer vom Bau dieser Maschinen selbst nur wenig gesagt ist; vielmehr ist das Hauptgewicht auf ihre Betriebseigenschaften und ihr Zusammenarbeiten in der Gesamtanlage gelegt.

Das dritte Buch ergänzt das vorige bis zu einem gewissen Grade, da es hauptsächlich auf die Wirkungsweise der elektrischen Maschinen und Apparate selbst eingeht, ohne hier allerdings sehr in die Tiefe zu dringen. Anfänger werden immerhin durch das Büchlein einen recht guten Überblick bekommen.

R. Rüdenberg.

K. Humburg, Das Pendeln bei Gleichstrommotoren mit Wendepolen. gr. 8. 81 S. mit 50 Textfiguren. Berlin, Julius Springer. 1912. M. 2.80.

Als man vor mehreren Jahren anfing, Gleichstrommaschinen mit Wendepolen zu versehen, um eine stets funkenfreie Stromabnahme auch bei stark schwankenden Betrieben zu erzielen, stellten sich häufig Schwingungserscheinungen als unerwünschte Nebenwirkungen ein. Dieses Pendeln der Motordrehzahl wird hier rechnerisch untersucht und auf seine Ursachen zurückgeführt. Die Bedingung des Auftretens, die Dämpfung und Frequenz der Schwingung wird für verschiedenartige Belastungsfälle des Motors berechnet, und schließlich mit experimentellen Ergebnissen verglichen. Die kleine Schrift ist klar geschrieben und kann allen, die sich für die genaue Wirkungsweise von Dynamomaschinen interessieren, warm empfohlen werden.

R. Rüdenberg.

P. Volkmann, Fähigkeiten der Naturwissenschaften und Monismus der Gegenwart. Vortrag, am 19. April 1909 im wissenschaftlichen Predigerverein zu Königsberg i. Pr. gehalten und mit einem Nachwort versehen. Leipzig, B. G. Teubner. 1909. M. 1.—

Im Gegensatz zu vielen Naturforschern, welche die Bedeutung der einzelnen Erfahrung für die Gestaltung einer Weltanschauung sicherlich überschätzen, scheint uns der Redner die Naturwissenschaften in dieser Hinsicht zu gering zu bewerten. Da weiterhin auch die vielen tatsächlichen Einwände, die man gegen den Monismus und gegen den Materialismus machen kann, in dem Vortrage kaum gestreift worden, ist der ganze Eindruck auf mich beim Durchlesen kein befriedigender gewesen.

W. Herz.

W. Petersen, Hochspannungstechnik. gr. 8. VIII u. 358 S. mit 295 in den Text gedruckten Abbildungen. Stuttgart, Ferdinand Enke. 1911. M. 11.—

Die Energieübertragung mit hochgespannten Wechselströmen steht seit den letzten Jahren im Vordergrund des Interesses, besonders seitdem die Elektrizität Eingang in der Landwirtschaft gefunden hat. Trotzdem fehlte es bis jetzt an einem Werke, das die beim Bau solcher Hochspannungsanlagen auftretenden einschlägigen Fragen beantwortete. Diesem Mangel, der um so fühlbarer war, weil gerade auf vielen Gebieten der Hochspannungstechnik die abenteuerlichsten Vorstellungen herrschten, begegnet der Verfasser in anzuerkennendster Weise. Das Erscheinen dieses Buches wird in gleicher Weise von den mit der Projektierung und dem Bau von Hochspannungsanlagen tätigen Ingenieuren als von den mit der Konstruktion der dabei benötigten Maschinen und Apparaten auf das wärmste begrüßt werden; aber auch denen, die im Laboratorium mit Untersuchungen von Hochspannungsproblemen beschäftigt sind, wird bei der Lektüre manche Anregung gegeben werden. Da das Werk in erster Linie für die in der Praxis stehenden Ingenieure geschrieben ist, sieht der Verfasser von zu weit führenden mathematischen Erörterungen ab.

Im ersten Kapitel wird die elektrische Festigkeitslehre, wie die spezifische Beanspruchung in Volt/cm und die Durchschlagfestigkeit behandelt.

Hierauf werden die praktische Ausgestaltung von Isolationsmaterial und die Untersuchung von Isoliermitteln, hauptsächlich von Luft und Öl, erörtert.

Das zweite Kapitel bespricht als Anwendungen der Festigkeitsrechnung die Konstruktion der Hochspannungsdurchführungen, Kondensatoren und Kabel.

Im dritten Kapitel werden die hauptsächlich in Frage kommenden Spannungs-, Strom-, Leistungs- und Isolationsmessungen beschrieben. Besonderes Interesse beanspruchen die Meßmethoden des Verfassers von Spannung und Leistung mit Elektrometer und vorgeschaltetem Luftkondensator, sowie die Bestimmung der Spannung mittels der Zylinderfunkenstrecke.

In dem vierten Kapitel „Überspannungen" ist in anschaulicher Weise entwickelt, wie bei allen Schaltmanövern und Belastungsänderungen sowie bei Änderungen des Erdfeldes durch die dabei entstehenden Schwingungen Überspannungen erzeugt werden, welche Dimensionen sie annehmen können und welche Gefahren dadurch entstehen. Nicht eingegangen ist der Verfasser auf die Entstehung von Überspannungen durch Resonanz, die auch — wenn auch weniger, wie man früher dies vermutete — zur Bildung von gefährlichen Überspannungen Veranlassung geben kann und deshalb einer besonderen Behandlung wohl wert ist.

Das fünfte Kapitel behandelt den Überspannungsschutz. Nachdem einige vorbeugende Maßnahmen, d. h. solche, die das Entstehen von Überspannungen verhindern können, besprochen sind, stellt der Verfasser Grundsätze auf, wo und wie die Hochspannungsanlagen durch Schutzapparate zu sichern sind. Nun folgt eine eingehende Schilderung der in der Praxis verwendeten Schutzapparate, — Hörnerableiter, Rollenableiter, Elektrolytableiter, Wasserstrahlerder, Nullpunktserdung, Kondensatoren und Drosselspulen — wobei der Verfasser den Wert oder Unwert der einzelnen Apparate zu begründen, sowie deren Anwendungsgebiet festzulegen versucht. Wenn auch über diese Fragen viele anderer Meinung sein werden, da jede Firma selbstverständlich ihre Erzeugnisse verteidigen wird, so ist doch die Ruhe und Sachlichkeit anzuerkennen, mit denen der Verfasser seine Anschauung vertritt.

Das sechste Kapitel behandelt einen der wichtigsten Hochspannungsapparate, den Ölschalter und im Zusammenhang damit die Schalterauslösungen und den Überstromschutz.

Im siebenten Kapitel werden die verschiedenen Sammelschienensysteme erörtert und konstruktive Einzelheiten beim Bau der Sammelschienen und Schaltanlagen besprochen.

Das achte Kapitel beschäftigt sich mit den Freileitungsisolatoren, das neunte mit der Berechnung und dem Bau von Freileitungen. Roth.

James Weir, The energy system of matter. A deduction from terrestrial energy phenomena. 8. 200 S. mit 12 Figuren im Text. London, Longmans, Green and Co. 1912. Gebunden 6 sh.

Eine Kupferkugel rotiere vor einem Magneten. Die Rotationsenergie der Kugel verwandelt sich in thermische Energie. Die magnetische Energie spielt bei diesem Umsatz eine eigenartige Koppelungsrolle. Von Beispiel zu Beispiel fortschreitend zeigt der Autor, daß ein analoges koppelndes Eingreifen einer Energieform A beim Umsatz einer Energieform B in die Energieform C sich als universeller Zug in fast allen Energieumwandlungen aufzeigen läßt. Er bezeichnet in allen diesen Fällen jene koppelnde Energie A als „incepting energy".

Die Betrachtungen des Buches gipfeln in dem Bild, das sich der Autor von dem Kreislauf der Energien auf der Erde macht: Das Lichtfeld der Sonne bewirkt als „incepting energy", daß sich die Rotationsenergie der Erde umsetzt in die latente Wärme der auf der Erdoberfläche verdampfenden Wassermengen — insbesondere in den äquatorialen Gegenden, weil ja dort die Erdgeschwindigkeit am größten ist — und in die Hebungsenergie der auf dem Äquator aufsteigenden Luftströmungen. An den Polen tritt Kondensation ein und ein Niedersinken der Luft und dort findet Rückverwandlung der aufgespeicherten Energie in Rotationsenergie der Erde statt. Man erhält so einen in sich geschlossenen Energiekreislauf, bei dem das Lichtfeld der Sonne eine analoge Rolle spielt, wie im obigen Beispiel das Magnetfeld. Den Mechanismus dieses Energiekreislaufs erläutert der Verfasser an Hand der englischen Zentrifugalpendelmodelle. Würde, wie man gewöhnlich annimmt, die Erde aus dem Lichtfeld der Sonne Energie entnehmen, so würde die Erde immer rascher und rascher rotieren und schließlich zerplatzen.

Der Verfasser ist sich dessen bewußt, daß sein Bild auch in vielen anderen Beziehungen durchaus nicht in Einklang steht mit den „zünftigen" Anschauungen. P. Ehrenfest.

A. A. Speranski, Luftelektrische Untersuchungen auf Grund von Beobachtungen in Moskau. (In russischer Sprache.) 8. 508 S. mit 17 Kurventafeln und 2 Figuren im Text. Moskau, Universitätsdruckerei. 1911.

Der Verfasser — Privatdozent der Moskauer Universität — bringt hier die Bearbeitung von Beobachtungen, die er 1906—1910 im Physikalisch-geographischen Institut der Moskauer Universität auf Veranlassung des Institutsleiters Prof. E. Leist ausführte. Sie betreffen das Potentialgefälle, die Elektrizitätszerstreuung und die Ionisation. Die Bearbeitung des Materials versucht vor allem den jährlichen Gang der verschiedenen charakteristischen Größen festzustellen und ihren Zusammenhang untereinander, dann aber auch ihren Zusammenhang mit folgenden meteorologischen Elementen: Luftdruck, Temperatur, absoluter und relativer Feuchtigkeit, Sonnenstrahlung und Durchsichtigkeit der Luft sowie Vorhandensein und Fehlen der Schneedecke. Der Verfasser bemüht sich, durch passende Gruppierung seines Materials die Wirkung aller dieser einzelnen Faktoren voneinander zu isolieren. Zur Erklärung einiger Besonderheiten seiner Ergebnisse — wie z. B. nahezu völlige Unabhängigkeit der Elektrizitätszerstreuung von der Sonnenstrahlung! — stützt sich der Verfasser auf den Umstand, daß diese luftelektrischen Beobachtungen mitten im dichtverbauten Moskau gemacht wurden. P. Ehrenfest.

O. E. Westin, Realitäten, Abstraktionen, Fingierungen und Fiktionen in der theoretischen Mechanik. 8. 56 S. mit 22 Figuren im Text. Stockholm, Nordstedt. 1911.

Während der 34 Jahre, in denen der Verfasser Vorlesungen über Mechanik und Maschinenlehre an der Technischen Hochschule in Stockholm hielt, kam er zur Überzeugung, daß „einige der wichtigsten Gesetze der theoretischen Mechanik nicht die allgemeine Gültigkeit haben, die man ihnen gewöhnlich beilegt...".

Wenn wir die Intentionen des Büchleins richtig verstanden haben, so will es hauptsächlich die Einführung des Begriffes der „absoluten" Bewegung bekämpfen: Solange man die Bewegungsvorgänge rein kinematisch betrachtet, habe man es immer nur mit der relativen Bewegung zweier oder mehrerer Körper gegeneinander zu tun. Hier einen Unterschied zwischen „wahrer" und „scheinbarer" Bewegung machen zu wollen, sei sinnlos und verwerflich. Geht man zur dynamischen Betrachtung über, so hat man dann nur alle Bewegungen vom Standpunkte des Galileischen Trägheitsgesetzes in zwei Klassen zu teilen: in die „Fundamentalbewegungen" und in die „Folgebewegungen". — Die etwas eigenartige Weise, in welcher der Autor argumentiert, macht es übrigens schwer, zu erkennen, worauf es ihm im einzelnen ankommt.

P. Ehrenfest.

F. Anderle, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie und Telephonie. Allgemein verständlich und mit besonderer Berücksichtigung der Praxis. 2. verbesserte und vermehrte Auflage. gr. 8. 335 S. mit 249 Figuren u. Abbildungen. Wien, F. Deuticke. 1912. M. 8.—

Im Gegensatz zu den bisher erschienenen, auf wissenschaftlicher Grundlage geschriebenen Lehrbüchern bezweckt der Verfasser mit diesem Buche dem Bedürfnisse nachzukommen nach einem einerseits ganz allgemein gehaltenen, auch für den Laien verständlichen Lehrbuche, andererseits auch nach einem praktischen Hilfsbuche, in dem die zahlreichen Erfahrungen bei den praktischen Versuchen auf diesem Gebiete gesammelt sind. In anschaulicher Weise werden die bedeutenderen Systeme von heute dargestellt; die „gewöhnlichen Funken", die „tönenden Funken", die „Poulsenschwingungen" und der „Gleichstromtonsender"; die Hochfrequenzmaschinen sind darin noch nicht ausführlich beschrieben, sondern nur ganz kurz am Schlusse berührt.

Leider ist die Darstellung der geschichtlichen Entwicklung der drahtlosen Telegraphie in der Einleitung sowie die Auffassung und Erklärung der theoretischen Grundlagen im Hauptteil nicht immer einwandfrei. Dagegen verdienen die zahlreichen übersichtlichen Schaltungen der verschiedenen Systeme zum Geben, Empfangen und zur Prüfung der einzelnen Kreise und Apparate, sowie die Hervorhebung der noch bestehenden Mängel und Vorzüge eines Systems beim Vergleiche mit den anderen besondere Erwähnung.

Im Anhange sind noch verschiedene Bestimmungen für den Funkentelegraphendienst in Deutschland und des internationalen Rechtes für den Betrieb von Funkenstationen aufgeführt, ferner Verbesserungsvorschläge hierfür, dann die Bedeutung und die Vorteile der heute allgemein gebräuchlichen Tonsender und endlich die Richtlinien, nach denen die Güte eines Systems für drahtlose Telegraphie zu beurteilen ist.

Alfred Wertheimer.

Berichtigung.

Berichtigung zu der Arbeit (diese Zeitschrift **14**, 65, 1913): „Über die Verteilung der Eigenschwingungen von Punktgittern" von M. Born und Th. v. Kármán.

In unsrer Arbeit ist folgendes zu berichtigen: Seite 66 sind $u_{l,m,n}$, $v_{l,m,n}$, $w_{l,m,n}$ als Verschiebungskomponenten längs der schiefwinkligen Kristallachsen angegeben. In Wirklichkeit sollen natürlich sowohl die u, v, w, als auch die X, Y, Z rechtwinklige Komponenten des Verschiebungs-, bezw. Kraftvektors bedeuten, zerlegt nach einem beliebigen rechtwinkligen Koordinatensystem, wie das aus den Formeln (3) und (4) offenbar erhellt.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der Dozent an der Technischen Hochschule Danzig Professor Dr. Fr. Krüger zum etatmäßigen ord. Professor für physikalische Chemie daselbst, Dr. Ernst Zapp zum Kustos der Kommission für die Internationale Erdmessung in München, der Privatdozent an der Universität Münster Dr. Aloys Bömer zum a. o. Professor für Chemie der Nahrungs- und Genußmittel ebenda.

Berufen: Der Privatdozent an der Universität München Dr. Wilhelm Schlenk zum a. o. Professor für organische Chemie an die Universität Jena, der ord. Professor der Mathematik an der Technischen Hochschule Breslau Dr. Konstantin Carathéodory in gleicher Eigenschaft an die Universität Göttingen.

In den Ruhestand: Der ord. Professor für technische Chemie an der Technischen Hochschule Kopenhagen Niels G. Steenberg.

Verliehen: Dem Direktor der Deutschen Gesellschaft für Luftfahrt Dr.-Ing. Fritz Bendemann in Königs-Wusterhausen der Titel Professor, dem ord. Professor für Gärungschemie und Photographie an der Böhmischen Technischen Hochschule Prag Dr. Karel Kruis der Titel K. K. Hofrat.

Gestorben: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Breslau Geh. Regierungsrat Dr. Julius Franz, der Lecturer für Chemie am Royal Technical College in Glasgow Dr. George B. Neave, der frühere a. o. Professor der Physik an der Universität Basel Dr. Fritz Burckhardt.

Berichtigung: Professor Dr. H. W. Schmidt aus Gießen ist nicht als ordentlicher Professor der Physik an die Bergakademie in Freiberg berufen, sondern als etatmäßiger a.o. Professor und Leiter eines im Entstehen begriffenen Instituts für Radiumforschung. Ordinarius für Physik ist der frühere a.o. Professor für Elektrotechnik Dr. phil. Brion geworden (mit Beibehaltung des Lehrfaches für Elektrotechnik).

Angebote.

Das **Kaiserl. Telegraphen-Versuchsamt, Berlin W. 9** sucht zum sofortigen Eintritt einen

promovierten Physiker

für wissenschaftlich-technische Laboratoriumsarbeiten. Der Bewerber soll eine gute physikalische Allgemeinbildung besitzen; dagegen sind besondere Fachkenntnisse in der Telegraphie und im Fernsprechwesen nicht erforderlich.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.